JAN 9 - 1947

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. Fritz Kruse: Untersuchungen über Schallvorgänge in festen Körpern bei Anwendung frequenzmodulierten Ultraschalls 137
2. Walter Willms: Die Schalldämpfung in Absorptionsrohren 150
3. H. G. Möller und A. Schoch: Versuche über die Entstehung der Druckstöße bei der Kavitation 165
4. H. Warncke: Die Grundlagen der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung im Tonfilm 174
5. Schrifttum 188
6. Nachrichten 205

Drittes Heft Sechster Jahrgang Mai 1941

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10.— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

Professor Dr. Erwin Meyer, Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule, Berlin NW. 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an: Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

WECO-DÄMMSTOFFE-DRP.

gegen **Schall jeder Art und Stärke** (z. T. auch Wärme) entsprechen den bisherigen Forschungsergebnissen, der neuzeitlichen Technik und den Forderungen der Praxis und Erfahrung und besitzen höchsten Dämmwert, gleichbleibende Dauerwirkung, größte Wirtschaftlichkeit, geringste Baustärke, beste Belastungsfähigkeit und weitgehende Immunität gegenüber allen normalen Einflüssen der Praxis.

Tausendfach bewährte WECO-Schalldämmungen auf Grund **25jähriger Erfahrungen** im In- und Ausland, **zahllose Referenzen** von staatlichen, städtischen, industriellen und sonstigen Bauten und Betrieben über von uns ausgeführte Schall-Dämmungen bei Fußböden, Wänden, Auflagern, Maschinen, Fundamenten usw.

WEISS & CO, LEIPZIG C1 / Weco-Schalldämmungen-DRP.

Geheimrat Zenneck 70 Jahre

Es gab eine Zeit, „da galt es für einen Physiker als nicht standesgemäß, Akustik zu treiben; wer sich mit ihr beschäftigte, kam in den Verdacht, daß es ihm an wichtigeren Aufgaben fehlte". Die „Wiedererweckung" der Akustik verdanken wir hauptsächlich dem Umstande, daß inzwischen Mittel zur Erzeugung, Verstärkung und Messung elektrischer Schwingungen geschaffen wurden.

J. Zenneck.

Bereits an den Pionierarbeiten auf dem Gebiet der elektrischen Schwingungen war Jonathan Zenneck maßgeblich beteiligt als Assistent von Ferdinand Braun, der durch die Erfindung des Braunschen Rohres heute fast mehr bekannt ist als durch den Nobelpreis, den er 1909 mit Marconi zusammen für drahtlose Telegrafie erhielt. Eine köstliche Darstellung aus der damaligen Zeit der physikalischen Kabinette stammt von Zenneck selbst [1]). Den Arbeiten gingen bisweilen des Morgens Besprechungen des Chefs an den Betten der Assistenten voraus, die im Institut Dienstwohnung hatten und infolge einer Verschiebung ihres „Zeitkoordinatensystems" erst spät aufstanden. Ebenso reizvoll sind die Schilderungen über die ersten Reichweitenversuche mit drahtloser Telegraphie von dem Feuerschiff Elbe I aus, die in Verbindung mit abenteuerreicher Seehundjagd vorgenommen wurden. Die elektrischen Wellen und ihre Ausbreitung sind Zennecks eigentliches Arbeitsgebiet geblieben; seine klassisch gewordenen und neueren Arbeiten sind jedem, der etwas mit diesen Dingen zu tun hat, wohlbekannt und z. T. Allgemeingut der Schwingungstechnik geworden [2]). Aber damit erschöpft sich sein Tätigkeitsfeld keineswegs.

Zenneck stammt aus einem schwäbischen Pfarrhaus; er war zuerst Zoologe geworden und hat mit einer Arbeit „Über die Färbung der Ringelnatteremb ryonen" promoviert. In Straßburg bei Braun schreibt er unter anderm einige akustische Arbeiten [3]). Kurz vor der Veröffentlichung entdeckt er, daß eine ausführliche Rechnung über die Schwingung von Platten darin bereits bei Rayleigh steht. Daraus ergab sich für ihn der auch heute noch in der Akustik oft gültige Grundsatz: wenn man ein neues Problem bearbeiten will, liest man zweckmäßig zuerst im Rayleigh nach; meist findet sich bereits einiges darüber. Eine weitere akustisch-zoologische Arbeit [4]) erscheint 1903: „Reagieren die Fische auf Töne?"

Nach einigen Jahren Tätigkeit in Danzig und Braunschweig als Professor für Physik geht Zenneck als Leiter des Physikalischen Laboratoriums der I. G.-Farben nach Ludwigshafen. Damals handelte es sich vor allem darum, mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens aus dem Stickstoff und Sauerstoff der Luft Salpetersäure bzw. Kalisalpeter technisch zu gewinnen. 1911 folgte er einem Ruf an die T. H. Danzig, 1913 an die T. H. München. Die Institutsarbeiten zusammen mit H. Riegger und H. Rukop — um von seinen Schülern nur einige zu nennen —, müssen durch den Ausbruch des Weltkrieges unterbrochen werden. Von der Westfront fährt er mit F. Braun in besonderer Mission durch die Blockade nach Amerika, um den drahtlosen Verkehr bis zum Kriegseintritt der USA. mit Deutschland aufrechtzuerhalten. Zenneck ist auch einer der Erfinder des Schallmeß-

[1]) J. Zenneck: Aus Physik und Technik (Vorträge u. Aufsätze), Verlag Enke, Stuttgart 1930.

[2]) Vgl. z. B. J. Zenneck: Die Bedeutung der drahtlosen Telegraphie für die Wissenschaft. Z. VDI. 73 (1929), S. 565ff.

[3]) Ann. d. Phys. NF. 66 (1898), S. 170ff; NF. 67 (1899), S. 165ff.

[4]) Archiv f. d. ges. Physiolcgie 95 (1903), S. 346ff.

verfahrens[5]) (1914), durch das der Standort feindlicher Geschütze bestimmt werden kann, in dem man ihre Knallwelle von drei Punkten aus aufzeichnet.

Als nach dem Kriege die eigentliche Elektroakustik sich zu entwickeln beginnt, gehen auch auf diesem Gebiet eine Reihe von Arbeiten aus dem Zenneckschen Institut hervor. Es werden für die Raumakustik Untersuchungsmethoden geschaffen, mit deren Hilfe der Münchener große Physiksaal, das Prinzregenten-Theater, die Freiburger Aula, der Festsaal des Deutschen Museums und eine Reihe weiterer Säle untersucht und zum Teil in ihrer Akustik verbessert werden[6].) Herzerfrischend und mit echt Zenneckschem Humor gewürzt ist für jeden Akustiker der Vortrag „Zur Frage der Raumakustik“[7]) zu lesen. Es heißt darin unter anderem: „Ein Saal, der zu dem ausgesprochenen Zweck von Vorträgen und musikalischen Vorführungen gebaut wurde und trotzdem eine schlechte Akustik hat, seinem Zweck also schlecht entspricht, ist eine Stümperei, ganz unabhängig davon, wie er aussieht. Hoffentlich kommt einmal die Zeit, wo man der Beschreibung eines neu erbauten Vortragssaales nicht nur eine Fotografie, sondern auch eine Tonprüfungsaufnahme beigibt.“

Zenneck ist ein vorbildlicher Meister der Darstellungskunst physikalischer Vorgänge. Wohl alle seine öffentlichen Vorträge zeichnen sich durch eine solche Klarheit aus, daß sie nicht nur dem technischen Pkysiker, sondern auch dem „physikalischen Mittelstand“ etwas bringen.

Wertvoll und oft geradezu ein Genuß zu lesen sind auch die vielen Besprechungen meist ausländischer Arbeiten aus seiner Feder in der von ihm herausgegebenen „Zeitschrift für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik“. Hier sind auch von den akustischen Arbeiten aus seinem Institut über Messungen an Resonatoren zur Dämpfungsbestimmung an kleinen Proben, akustische Mitnahmeerscheinungen und den Heulsummer einige veröffentlicht; eine Reihe von akustischen Diplomarbeiten, z. B. über die Bogenlampe als Mikrofon, sind unveröffentlicht geblieben; weitere Arbeiten über Raumakustik und Ultraschall werden wohl demnächst noch erscheinen.

Im März 1939 wurde Zenneck als Hochschulprofessor emeritiert; er leitet seit Oscar von Millers Tode ehrenamtlich den wissenschaftlichen Ausbau des Deutschen Museums. Außerdem steht er der Zentralstelle für Ionosphärenforschung vor und ist neben Professor Prandtl zweites lebenslängliches Mitglied der Deutschen Akademie für Luftfahrtforschung.

Seine Welt ist aber nicht allein die Wissenschaft; eine erholsame Ergänzung bietet ihm die Freude am Reiten, Fischen und Jagen. Auch hierbei werden mitunter physikalische Betrachtungen angestellt, wenn er z. B. auf Anstand sitzt und aus den vom Wind verwehten Schlägen einer Kirchturmuhr auf die Schallausbreitung in der Luft schließt[8]).

Wenn man mit jemand spricht, der einmal bei Zenneck Kolleg gehört hat, so weiß fast jeder begeistert von den glänzenden und instruktiven Versuchen[9]) und der Art seines Vortrages zu erzählen. Er hat auch seine Tätigkeit als Hochschullehrer allem anderen vorgezogen: Ein Angebot auf eine bedeutende Stellung in der Industrie, die Präsidentschaft der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und andere Berufungen schlug er aus.

Trotz der vielen Anerkennungen und Ehrungen, die aufzuzählen hier zu weit führen würde, hat Zenneck sich von einer gewissen Professoren- und Geheimratswürde völlig freizuhalten gewußt und ist stets von größter persönlicher Anspruchslosigkeit geblieben. Während seine Assistenten und Doktoranden Autos und Motorräder besaßen, fuhr der Chef höchstens auf seinem guten alten Fahrrad zur Hochschule.

Besonders begrüßt wird es immer von vielen Physikern und Nichtphysikern, wenn Zenneck zu einer allgemeinen Frage[10]) Stellung nimmt, wenn er z. B. öffentlich auf die im Verhältnis zum Ausland geringen Mittel für die wissenschaftliche Forschung hinweist, denn „Wissenschaft und Wirtschaft[11]) ist Arbeit am Volk, ist für ein Volk, das sich nicht aus eigener Scholle ernähren kann, Brot. Wissenschaft und Wirtschaft ist Macht, ist Landesverteidigung.“ —

Am 15. April, dem Tag, an dem Zenneck sein 70. Lebensjahr vollendete, fand im Deutschen Museum eine schlichte Feier statt, bei der die Vertreter des Staates, der Wehrmacht und der Behörden, die Fachkollegen und seine ehemaligen Schüler ihre Glückwünsche überbrachten. Auch die Akustiker grüßen den Jubilar, hoffen, daß er es erleben möge, wie auch die physikalische Forschung in Deutschland einen noch größeren Aufschwung erfährt und dabei auch die mannigfachen von ihm beschrittenen Wege immer weiter ausgebaut werden; ihm selbst wünschen wir noch viele Jahre erfolgreichen Wirkens! F. Spandöck

[5]) Vgl. Ann. d. Phys. [4] 66, 1921, S. 319.

[6]) Vgl. z. B. Ann. d. Phys. [5] 2, 1929, S. 129 ff. u. S. 163 ff.; [5] 4, 1930, S. 1017 ff. u. S. 1058 ff.; [5] 11, 1931, S. 147 ff.; [5] 19, 1934, S. 299 ff.; [5] 20, 1934, S. 328 ff. u. S. 345 ff.

[7]) Wissenschaftliche Vorträge des Bundes der Freunde der T. H. München 1931.

[8]) Schriften der Deutschen Akademie für Luftfahrtforschung, 7 (1939), S. 13.

[9]) Vgl. z. B. Demonstration des Dopplereffektes in der Akustik. Phys. Z. 29 (1928), S. 343 ff. u. 30 (1929), S. 449 ff.

[10]) z. B. J. Zenneck: Kulturförderung durch Wechselwirkung von Technik und Wissenschaft. Die Naturwissenschaften 23 (1935), S. 74 ff. und Wissenschaft und Volk, Akademie der Wiss. München, Beck in Komm. 1938.

[11]) Schriftenreihe der deutschen Wirtschaftszeitung, Heft 3, 1937.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Sechster Jahrgang | Mai 1941

Untersuchungen über Schallvorgänge in festen Körpern bei Anwendung frequenzmodulierten Ultraschalls*)

Von Fritz Kruse

(Mit 14 Textabbildungen)

I. Einleitung

Im Rahmen der Durchschallung fester Körper zum Zwecke einer Grobstrukturuntersuchung mittels Ultraschalls[1]) tauchte neben einer Reihe von Einzelfragen vor allem das Problem der Erzielung eines von stehenden Wellen freien Schallfeldes im Prüfkörper auf. Im folgenden soll auf die Möglichkeit der Erreichung dieses Zieles mit Hilfe des frequenzmodulierten Ultraschalls (US) eingegangen werden.

II. Probleme nichtstationärer Vorgänge in begrenzten Schallkörpern

Bei den vorliegenden Untersuchungen handelt es sich um beschallte feste Körper, deren Abmessungen groß sind gegenüber der benutzten Schallwellenlänge[2]), jedoch nicht so groß, daß eine diffuse Schallverteilung gewährleistet ist. Infolge der Ausbildung stehender Wellen weist ein solcher Raum unendlich viele Eigenschwingungen auf, die gemäß ihrer Natur eine ungleichmäßige Schallamplitudenverteilung im Innern und an den Grenzflächen bedingen. Für die theoretischen Untersuchungen soll der Vereinfachung wegen der Prüfkörper als eindimensionaler Resonator[3]) aufgefaßt werden, während für einen exakten Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen der dreidimensionale Resonator in Betracht gezogen werden müßte. Diese Erschwerung war nicht erforderlich, da die praktischen Folgerungen aus der Behandlung der Vorgänge im Körper nach einer Dimension vollkommen ausreichen. Die Zahl der Resonanzstellen und damit die Dichte ihrer Folge abhängig von der Frequenz liegt bei beiden Resonatorarten noch in der gleichen Größenordnung[4]). Dasselbe gilt entsprechend für die Amplitudenverteilung. Gelingt der Nachweis bzw. die Erreichung einer von stehenden Wellen freien Schallverteilung in einer Dimension, so dürfen gleiche Bedingungen auch dreidimensional erwartet werden.

Weiterhin taucht die Frage einer Berücksichtigung der inneren Dämpfung im Schallkörper auf. Hierzu muß gesagt werden, daß genaue Dämpfungswerte in festen Stoffen bei den angewandten Frequenzen nicht vorliegen. Ermittelte Daten bei den Eigenschwingungen von Stäben oder anderer Formen[5])[6]) in der Größenordnung von $d = 10^{-4}$ dürften in dem vorliegenden Falle keine Anwendung finden. Vom Verfasser gemessene Dämpfungsdekremente (bei einer Frequenz von 700 kHz) ergaben in einer Anordnung, wie sie weiter unten im experimentellen Teil beschrieben wird,

*) Der Abdruck der Arbeit konnte infolge äußerer Umstände erst jetzt vorgenommen werden. (D. Schr.)

[1]) F. Kruse, Zur Werkstückprüfung mittels Ultraschalls. Akust. Z. 4 (1939), Heft 2.

[2]) z. B. für Stahl bei einer Ultraschallfrequenz von 1 MHz beträgt die Schallwellenlänge 5,1 mm.

[3]) Der feste Schallkörper wird wie ein gasförmiges bzw. flüssiges Medium behandelt, indem nur die Longitudinal- und nicht die zwangsläufig vorhandenen Transversalschwingungen berücksichtigt werden.

[4]) H. Gemperlein, Messungen an akustischen Resonatoren. Hochfrequenztechn. 52 (1938), S. 195.

[5]) F. Förster, Ein neues Meßverfahren zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung. Z. Metallkde. 29 (1937), S. 109.

[6]) F. Förster, Elastizität und Dämpfung in Abhängigkeit vom Werkstoffzustand. Z. Metallkde. 29 (1937), S. 116.

verfahrens[5]) (1914), durch das der Standort feindlicher Geschütze bestimmt werden kann, in dem man ihre Knallwelle von drei Punkten aus aufzeichnet.

Als nach dem Kriege die eigentliche Elektroakustik sich zu entwickeln beginnt, gehen auch auf diesem Gebiet eine Reihe von Arbeiten aus dem Zenneckschen Institut hervor. Es werden für die Raumakustik Untersuchungsmethoden geschaffen, mit deren Hilfe der Münchener große Physiksaal, das Prinzregenten-Theater, die Freiburger Aula, der Festsaal des Deutschen Museums und eine Reihe weiterer Säle untersucht und zum Teil in ihrer Akustik verbessert werden[6].) Herzerfrischend und mit echt Zenneckschem Humor gewürzt ist für jeden Akustiker der Vortrag „Zur Frage der Raumakustik“ [7]) zu lesen. Es heißt darin unter anderem: „Ein Saal, der zu dem ausgesprochenen Zweck von Vorträgen und musikalischen Vorführungen gebaut wurde und trotzdem eine schlechte Akustik hat, seinem Zweck also schlecht entspricht, ist eine Stümperei, ganz unabhängig davon, wie er aussieht. Hoffentlich kommt einmal die Zeit, wo man der Beschreibung eines neu erbauten Vortragssaales nicht nur eine Fotografie, sondern auch eine Tonprüfungsaufnahme beigibt.“

Zenneck ist ein vorbildlicher Meister der Darstellungskunst physikalischer Vorgänge. Wohl alle seine öffentlichen Vorträge zeichnen sich durch eine solche Klarheit aus, daß sie nicht nur dem technischen Pkysiker, sondern auch dem „physikalischen Mittelstand“ etwas bringen.

Wertvoll und oft geradezu ein Genuß zu lesen sind auch die vielen Besprechungen meist ausländischer Arbeiten aus seiner Feder in der von ihm herausgegebenen „Zeitschrift für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik“. Hier sind auch von den akustischen Arbeiten aus seinem Institut über Messungen an Resonatoren zur Dämpfungsbestimmung an kleinen Proben, akustische Mitnahmeerscheinungen und den Heulsummer einige veröffentlicht; eine Reihe von akustischen Diplomarbeiten, z. B. über die Bogenlampe als Mikrofon, sind unveröffentlicht geblieben; weitere Arbeiten über Raumakustik und Ultraschall werden wohl demnächst noch erscheinen.

Im März 1939 wurde Zenneck als Hochschulprofessor emeritiert; er leitet seit Oscar von Millers Tode ehrenamtlich den wissenschaftlichen Ausbau des Deutschen Museums. Außerdem steht er der Zentralstelle für Ionosphärenforschung vor und ist neben Professor Prandtl zweites lebenslängliches Mitglied der Deutschen Akademie für Luftfahrtforschung.

Seine Welt ist aber nicht allein die Wissenschaft; eine erholsame Ergänzung bietet ihm die Freude am Reiten, Fischen und Jagen. Auch hierbei werden mitunter physikalische Betrachtungen angestellt, wenn er z. B. auf Anstand sitzt und aus den vom Wind verwehten Schlägen einer Kirchturmuhr auf die Schallausbreitung in der Luft schließt [8]).

Wenn man mit jemand spricht, der einmal bei Zenneck Kolleg gehört hat, so weiß fast jeder begeistert von den glänzenden und instruktiven Versuchen [9]) und der Art seines Vortrages zu erzählen. Er hat auch seine Tätigkeit als Hochschullehrer allem anderen vorgezogen: Ein Angebot auf eine bedeutende Stellung in der Industrie, die Präsidentschaft der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und andere Berufungen schlug er aus.

Trotz der vielen Anerkennungen und Ehrungen, die aufzuzählen hier zu weit führen würde, hat Zenneck sich von einer gewissen Professoren- und Geheimratswürde völlig freizuhalten gewußt und ist stets von größter persönlicher Anspruchslosigkeit geblieben. Während seine Assistenten und Doktoranden Autos und Motorräder besaßen, fuhr der Chef höchstens auf seinem guten alten Fahrrad zur Hochschule.

Besonders begrüßt wird es immer von vielen Physikern und Nichtphysikern, wenn Zenneck zu einer allgemeinen Frage [10]) Stellung nimmt, wenn er z. B. öffentlich auf die im Verhältnis zum Ausland geringen Mittel für die wissenschaftliche Forschung hinweist, denn „Wissenschaft und Wirtschaft [11]) ist Arbeit am Volk, ist für ein Volk, das sich nicht aus eigener Scholle ernähren kann, Brot. Wissenschaft und Wirtschaft ist Macht, ist Landesverteidigung.“ —

Am 15. April, dem Tag, an dem Zenneck sein 70. Lebensjahr vollendete, fand im Deutschen Museum eine schlichte Feier statt, bei der die Vertreter des Staates, der Wehrmacht und der Behörden, die Fachkollegen und seine ehemaligen Schüler ihre Glückwünsche überbrachten. Auch die Akustiker grüßen den Jubilar, hoffen, daß er es erleben möge, wie auch die physikalische Forschung in Deutschland einen noch größeren Aufschwung erfährt und dabei auch die mannigfachen von ihm beschrittenen Wege immer weiter ausgebaut werden; ihm selbst wünschen wir noch viele Jahre erfolgreichen Wirkens! F. Spandöck

[5]) Vgl. Ann. d. Phys. [4] 66, 1921, S. 319.

[6]) Vgl. z. B. Ann. d. Phys. [5] 2, 1929, S. 129 ff. u. S. 163 ff.; [5] 4, 1930, S. 1017 ff. u. S. 1058 ff.; [5] 11, 1931, S. 147 ff.; [5] 19, 1934, S. 299 ff.; [5] 20, 1934, S. 328 ff. u. S. 345 ff.

[7]) Wissenschaftliche Vorträge des Bundes der Freunde der T. H. München 1931.

[8]) Schriften der Deutschen Akademie für Luftfahrtforschung, 7 (1939), S. 13.

[9]) Vgl. z. B. Demonstration des Dopplereffektes in der Akustik. Phys. Z. 29 (1928), S. 343 ff. u. 30 (1929), S. 449 ff.

[10]) z. B. J. Zenneck: Kulturförderung durch Wechselwirkung von Technik und Wissenschaft. Die Naturwissenschaften 23 (1935), S. 74 ff. und Wissenschaft und Volk, Akademie der Wiss. München, Beck in Komm. 1938.

[11]) Schriftenreihe der deutschen Wirtschaftszeitung, Heft 3, 1937.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Drittes Heft | Sechster Jahrgang | Mai 1941

Untersuchungen über Schallvorgänge in festen Körpern bei Anwendung frequenzmodulierten Ultraschalls*)

Von Fritz Kruse

(Mit 14 Textabbildungen)

I. Einleitung

Im Rahmen der Durchschallung fester Körper zum Zwecke einer Grobstrukturuntersuchung mittels Ultraschalls[1]) tauchte neben einer Reihe von Einzelfragen vor allem das Problem der Erzielung eines von stehenden Wellen freien Schallfeldes im Prüfkörper auf. Im folgenden soll auf die Möglichkeit der Erreichung dieses Zieles mit Hilfe des frequenzmodulierten Ultraschalls (US) eingegangen werden.

II. Probleme nichtstationärer Vorgänge in begrenzten Schallkörpern

Bei den vorliegenden Untersuchungen handelt es sich um beschallte feste Körper, deren Abmessungen groß sind gegenüber der benutzten Schallwellenlänge[2]), jedoch nicht so groß, daß eine diffuse Schallverteilung gewährleistet ist. Infolge der Ausbildung stehender Wellen weist ein solcher Raum unendlich viele Eigenschwingungen auf, die gemäß ihrer Natur eine ungleichmäßige Schallamplitudenverteilung im Innern und an den Grenzflächen bedingen. Für die theoretischen Untersuchungen soll der Vereinfachung wegen der Prüfkörper als eindimensionaler Resonator[3]) aufgefaßt werden, während für einen exakten Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen der dreidimensionale Resonator in Betracht gezogen werden müßte. Diese Erschwerung war nicht erforderlich, da die praktischen Folgerungen aus der Behandlung der Vorgänge im Körper nach einer Dimension vollkommen ausreichen. Die Zahl der Resonanzstellen und damit die Dichte ihrer Folge abhängig von der Frequenz liegt bei beiden Resonatorarten noch in der gleichen Größenordnung[4]). Dasselbe gilt entsprechend für die Amplitudenverteilung. Gelingt der Nachweis bzw. die Erreichung einer von stehenden Wellen freien Schallverteilung in einer Dimension, so dürfen gleiche Bedingungen auch dreidimensional erwartet werden.

Weiterhin taucht die Frage einer Berücksichtigung der inneren Dämpfung im Schallkörper auf. Hierzu muß gesagt werden, daß genaue Dämpfungswerte in festen Stoffen bei den angewandten Frequenzen nicht vorliegen. Ermittelte Daten bei den Eigenschwingungen von Stäben oder anderer Formen[5])[6]) in der Größenordnung von $d = 10^{-4}$ dürften in dem vorliegenden Falle keine Anwendung finden. Vom Verfasser gemessene Dämpfungsdekremente (bei einer Frequenz von 700 kHz) ergaben in einer Anordnung, wie sie weiter unten im experimentellen Teil beschrieben wird,

*) Der Abdruck der Arbeit konnte infolge äußerer Umstände erst jetzt vorgenommen werden. (D. Schr.)

[1]) F. Kruse, Zur Werkstückprüfung mittels Ultraschalls. Akust. Z. 4 (1939), Heft 2.

[2]) z. B. für Stahl bei einer Ultraschallfrequenz von 1 MHz beträgt die Schallwellenlänge 5,1 mm.

[3]) Der feste Schallkörper wird wie ein gasförmiges bzw. flüssiges Medium behandelt, indem nur die Longitudinal- und nicht die zwangsläufig vorhandenen Transversalschwingungen berücksichtigt werden.

[4]) H. Gemperlein, Messungen an akustischen Resonatoren. Hochfrequenztechn. 52 (1938), S. 195.

[5]) F. Förster, Ein neues Meßverfahren zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls und der Dämpfung. Z. Metallkde. 29 (1937), S. 109.

[6]) F. Förster, Elastizität und Dämpfung in Abhängigkeit vom Werkstoffzustand. Z. Metallkde. 29 (1937), S. 116.

Werte von $d = \sim 1{,}5 \cdot 10^{-3}$. Dieser Wert entspricht einem Abklingen der Us-Amplitude auf 1% nach einem durchlaufenen Weg von 7,3 m. Wie weit diese Daten bei der Ausbildung stehender Wellen in Anwendung gebracht werden können, bedarf noch näherer Untersuchungen. Es wird daher bei den folgenden theoretischen Betrachtungen z. T. die Dämpfung nicht berücksichtigt, wodurch sich gegebenenfalls eine Berechnung vereinfacht.

III. Die Anwendung frequenzmodulierter Schallwellen zwecks Erzielung eines von stehenden Wellen freien Schallfeldes in akustisch begrenzten Medien

a) Die akustische Anordnung

Die zur Untersuchung stehende Anordnung stellt akustisch einen Schallraum dar, der an einer Stelle durch einen „Geber" erregt und dessen Schwingungszustand an einer gegenüberliegenden Stelle mit Hilfe eines „Empfängers" gemessen wird, so daß sich im Prinzip ein Schema nach Abb. 1 ergibt.

Abb. 1. Schema der akustischen Anordnung

Eine solche Anordnung kann man elektrisch als Vierpol auffassen, dessen Übertragungsmaß abhängig von der Geberfrequenz in diesem Falle einen außerordentlich komplizierten Verlauf aufweist (s. z. B. Abb. 9!), wobei allerdings die Frequenzgänge vom Geber und vom Empfänger mit einbezogen sind. Bei konstanter Anregungsfrequenz, aber örtlicher Verschiebung des Empfängers erhält man abhängig vom Weg längs einer Grenzfläche des Prüfmediums einen Verlauf der Schallenergie von ebenfalls stark unregelmäßiger Form (s. Abb. 14a). Die Gründe für das Auftreten von Kurven mit einer solch großen Zahl von Maxima sind bekannt[1]). Sie sind in den vielen Eigenschwingungen oder besser in den nichtstationären Schallvorgängen der vorliegenden Anordnung zu suchen. Akustische Messungen am Prüfkörper lassen sich unter diesen Bedingungen nicht durchführen. Es soll daher untersucht werden, inwieweit unter Benutzung einer frequenzmodulierten Schwingung die Ausbildung eines von stehenden Wellen freien Schallfeldes erreicht werden kann.

Die Anwendung von Heulfrequenzen (frequenzmodulierter Schall) bei Messungen im Hörgebiet zwecks Beseitigung stehender Wellen ist alt[7]) und liefert in den meisten Fällen brauchbare, wenn auch nicht immer vollkommen einwandfreie Ergebnisse[8]). Untersuchungen des Verfassers mit frequenzmoduliertem Ultraschall[1]) in einer grundsätzlichen Anordnung laut Abb. 1 ließen den Vorteil einer „Wobbelfrequenz" erkennen, aber auch noch eine Anzahl von Fragen auftauchen, die im folgenden behandelt werden sollen:

1. Einfluß des Modulationsbereiches $\Delta\Omega/2\pi$ auf den Verlauf des Frequenzganges.

2. Einfluß der Frequenzänderung pro Zeiteinheit $d\Omega/dt$ auf den Verlauf des Frequenzganges.

3. Untersuchung der Form der Amplitudenmodulationskurve, die sich infolge der Frequenzmodulation und der Frequenzabhängigkeit der Anordnung ergibt, abhängig von $d\Omega/dt$.

4. Der Schallamplitudenverlauf an den Grenzflächen des Prüfmediums bei verschiedenen Modulationsdaten.

b) Spektrum einer frequenzmodulierten Schwingung bei verschiedenen Modulationskurvenformen

Bei der vorliegenden Arbeit wurde aus dem Erfordernis einer linearen Frequenzänderung eine Frequenzmodulation mit dreieckiger Kurvenform benutzt. In der Abb. 2 bedeuten:

τ = Modulationsperiode $= \frac{2\pi}{\omega}$,

ω = Modulationskreisfrequenz,

$\varphi_0 = \operatorname{tg}\delta = \frac{d\Omega}{dt} = \frac{\Delta\Omega}{\tau/2} = \frac{\Delta\Omega \cdot \omega}{\pi}$ = Änderung der Kreisfrequenz mit der Zeit.

[7]) M. Kluge, Messung der Schallabsorption. Arch. techn. Messen 1935, V, 54—2.

[8]) H. Thiede, Schallvorgänge mit kontinuierlichem Frequenzspektrum. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 84.

Die „Kreisfrequenz" Ω zur Zeit t setzt sich zusammen aus:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \psi(t) . \tag{1}$$

Hierin ist Ω_0 die mittlere Kreisfrequenz der hochfrequenten Schwingung und $\psi(t)$ die Modulationsfunktion.

Für den Fall, daß $\psi(t)$ eine einfache Sinusfunktion darstellt, ist das Spektrum einer frequenzmodulierten Schwingung bekannt[9][10]. Man erhält eine Reihe von neuen Frequenzen, deren Abstände von der mittleren Frequenz $\Omega_0/2\pi$ ganze Vielfache der Modulationfrequenz $\omega/2\pi$ betragen, deren Amplitude aber außerhalb der Modulationstiefe $\left(\Omega_0 \pm \frac{\Delta\Omega}{2}\right)$ schnell kleineren Werten zustreben, während in der Nähe der Grundfrequenz und der Modulationsgrenzen ausgesprochene Maxima in der Hüllkurve des Spektrums vorhanden sind.

Ist $\psi(t)$ eine Dreiecksfunktion nach Abb. 2, so bekommt man wiederum als Spektrum in

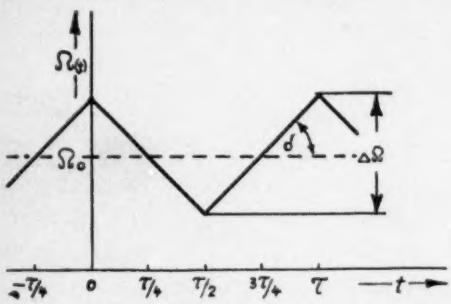

Abb. 2

gleichen Abständen eine Reihe von neuen Frequenzen, die sich um die Ausgangsfrequenz gruppieren. Der Unterschied gegenüber einer sinusförmigen Modulation ist der, daß hier die Seitenfrequenzen stets mehrfach auftreten. Bezüglich der noch zu erfassenden Seitenfrequenzen bekommt man dasselbe Ergebnis, wie bei einer sinusförmigen Frequenzmodulation. Aussagen über die Hüllkurve des Spektrums können wegen der Umständlichkeit der Berechnung der einzelnen Amplituden und deren Zusammensetzung an dieser Stelle nicht gemacht werden.

Der Nachteil des Vorhandenseins eines Spektrums mit diskreten Frequenzen bei der Frequenzmodulation — der Unterschied der Zusammensetzung der Seitenfrequenzen und der Hüllkurve zwischen sinusförmiger und Dreiecks-Modulation nach obigen Feststellungen ist für die vorliegenden Ausführungen nicht kritisch — und der Grund der Anwendung einer Dreiecksmodulation werden weiter unten noch behandelt.

c) Vermeidung stehender Wellen durch Frequenzmodulation

Die Unterbindung stehender Schallwellen in akustisch begrenzten Medien kann man überlegungsgemäß auf zwei Arten erreichen, und zwar einmal durch geeignete Auslöschung der reflektierten Welle und zum anderen durch Vermeidung der Ausbildung eines eingeschwungenen Zustandes.

Die Auslöschung einer reflektierten Welle an ihrem Ausgangspunkt ließe sich unter bestimmten Voraussetzungen durch Anwendung einer in seiner Frequenz sich ändernden Erregerschwingung erreichen, wie im folgenden gezeigt wird.

Man geht von der Annahme aus, daß im Schallraum zwischen den Punkten „A" und „B" mit einem Abstand „l" zur Zeit $t = 0$ eine stehende Welle sich auszubilden beginnt, die im Punkte „A" mit der Frequenz $\Omega_0/2\pi$ erregt wird (Abb. 3).

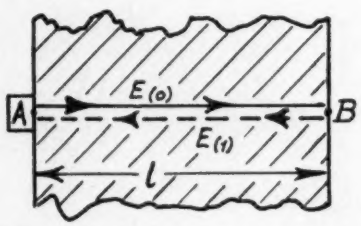

Abb. 3. Schema des Schallverlaufes

Um mehrfach reflektierte Wellen und damit die Ausbildung einer eingeschwungenen stehenden Welle zu unterdrücken, muß man dafür sorgen, daß nach einer Zeit $t_1 = \frac{2l}{c}$ (c = Schallgeschwindigkeit) die Welle $E_{(1)}$ in „A" eine

[9]) I. R. Carson, Notes of the theory of modulation. Proc. Inst. Radio Engrs., Lond. 10 (1922), S. 57.

[10]) H. Salinger, Zur Theorie der Frequenzanalyse mittels Suchtons. Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 293.

ihr in der Phase entgegengesetzte Erregerschwingung mit gleicher Amplitude vorfindet. $E_{(0)}$ verlasse „A" zur Zeit $t = 0$ mit der Frequenz $\Omega_0/2\pi$, die für den Kopf der Welle konstant bleibt; gleichzeitig ändere sich in „A" die Erregerfrequenz $\Omega/2\pi$, um die gewünschte Phasenänderung nach der Laufzeit zu erreichen.

Ausgehend von der allgemeinen Form der frequenzmodulierten Schwingung[9)10)] $E = E_0 \cos F(t)$ läßt sich nach der vorstehenden Bedingung für die Winkelfunktionen der am Kopf der Schallwelle vorhandenen Schwingung F_1 und der Schwingung F_2 im Erregerpunkte „A" folgende Gleichung zur Zeit $t_1 = \frac{21}{c}$ aufstellen.

$$\cos F_1(t_1) = -\cos F_2(t_1) \tag{2}$$

oder nur die Argumente

$$F_1(t_1) = F_2(t_1) \pm (2n+1)\pi \quad (n = 0, 1, 2 \ldots)$$

Nach [9]) und [10]).

$$F_1(t_1) = \int_0^{t_1} \Omega_0 \, dt$$

und

$$F_2(t_1) = \int_0^{t_1} (\Omega_0 + \psi(t)) \, dt$$

gesetzt, ergibt

$$\Omega_0 \cdot t_1 = \Omega_0 \cdot t_1 + \int_0^{t_1} \psi(t) \, dt \pm (2n+1)\pi. \tag{3}$$

Setzt man für $\psi(t)$ die lineare Frequenzänderung $\varphi_0 \cdot t$ (s. Abb. 2!) und $n = 0$, so erhält man

$$\mp \pi = \varphi_0 \cdot \frac{t_1^2}{2}$$

oder

$$\varphi_0 = \mp \frac{2\pi}{t_1^2}. \tag{4}$$

φ_0 ist also von der benutzten Ausgangsfrequenz unabhängig und nur durch die Laufzeit t_1 bestimmt, d. h. bei einer gegebenen Schallgeschwindigkeit durch den Schallweg „1". φ_0 läßt sich praktisch nicht in einer Richtung ändern, sondern nur periodisch mit jeweils entgegengesetztem Vorzeichen, was nach (4) auch statthaft ist. Die Modulation nach Abb. 2 genügt diesem Verlauf bis auf die Gebiete der Umkehrpunkte, die jedoch nicht weiter behandelt werden sollen. Eine Diskussion des Ergebnisses unter Einsetzen der praktischen Daten erfolgt später und zeigt, daß die vorstehende Überlegung in der Praxis nicht verwirklicht werden kann.

Dagegen ist es möglich, die Ausbildung einer eingeschwungenen stehenden Welle zu vermeiden, indem der ihr zugeordnete Frequenzbereich genügend schnell durchlaufen wird.

In der Abb. 4 stelle $A = \Phi(f)$ eine „ideale" Resonanzkurve dar, die dem Frequenzgang

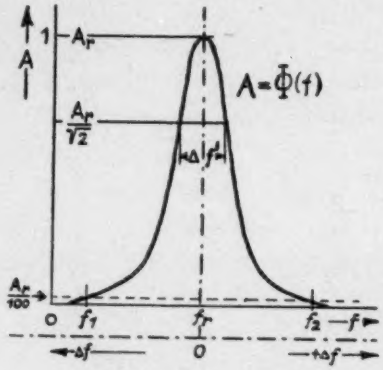

Abb. 4. Amplitudenverlauf einer Eigenschwingung abh. von der Frequenz

in Abb. 9 z. B. bei einer beliebigen Frequenz f_r entnommen ist. Aus dieser Kurve lassen sich nach bekannten Verfahren mit Hilfe der Bandbreite $\Delta f'$ das Dämpfungsdekrement d, die Einschwingzeit t_s und andere interessierende Daten bestimmen.

Wird diese Kurve, zu der eine bestimmte Einschwingzeit t_s gehört, infolge Änderung der Frequenz in einem Bereich $f_1 < f_r < f_2$ durchlaufen, so ist ihre Form abhängig von der Zeit t_b, in der der Bereich überstrichen wird und der Zeitkonstanten T_m des Amplitudenmeßgerätes.

Ist $t_b > T_m > t_s$, so erhält man die normale Resonanzkurve, die man angenähert ausdrücken kann durch die Gleichung ($A_r = 1$):

$$\frac{A}{A_r} = \Phi(\Delta f) = A = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2}{d \cdot f_r} \Delta f\right)^2}} \tag{5}$$

(Δf s. Abb. 4).

Kommt t_b in die Größenordnung von T_m oder wird $t_b < T_m$ (jedoch $t_b > t_s$), so ergibt sich schließlich ein Mittelwert (bei linearer Gleich-

richtung):

$$M(A) = \frac{1}{\Delta f}\int_0^{\Delta f} \Phi(\Delta f)\, d(\Delta f) = \frac{1}{\Delta f}\cdot\frac{d\cdot f_r}{2} \times \ln\left(\frac{2}{d\cdot f_r}\Delta f + \sqrt{1+\left(\frac{2}{d\cdot f_r}\Delta f\right)^2}\right). \tag{6}$$

Ist T_m sehr klein (z. B. $T_m < t_s$), so bleibt die Resonanzkurve erhalten, solange $t_b > t_s$ ist. Wird $t_b \leq t_s$, so wird der eingeschwungene Zustand nach t_s nicht mehr erreicht. Die Höhe der Resonanzamplitude A_r nimmt ab und verschwindet mit weiter vermindertem t_b ($t_b \ll t_s$).

Eine exakte Durchrechnung der Vorgänge führt im Rahmen dieser Arbeit zu weit, und es genügt, wie wir später sehen werden, die Kenntnis der Größenordnungen, um eine Diskussion von praktischen Messungen vornehmen zu können.

Bezüglich der erforderlichen Frequenzänderung pro Zeiteinheit (df/dt) müssen also Werte gewählt werden, die sich einmal aus dem überstrichenen Frequenzbereich $f_2 - f_1 = 2\,\Delta f$ (Abb. 4) ergeben, wo f_1 bzw. f_2 Amplitudenwerten zugeordnet sind, die, um irgendein Verhältnis anzugeben, 1% der Resonanzamplitude A_r betragen und die zum anderen durch die Zeit t_b festgelegt sind, wobei, wie gefordert, $t_b \ll t_s$ (z. B. $t_b = 0{,}1 \cdot t_s$) sein muß. Wird diese Bedingung nicht erfüllt, so erhält man in einer trägen Meßanordnung wohl eine Einebnung bzw. Verwischung der Maxima im Frequenzgang, jedoch damit noch keine Unterbindung oder ausreichende Schwächung der Ausbildung stehender Wellen, deren Beseitigung das eigentliche Ziel bei der Anwendung einer Frequenzmodulation im vorliegenden Falle ist.

An Hand der experimentellen Ergebnisse werden nun die bis hierhin angestellten Überlegungen entsprechend angesetzt und die Grenzen der bestehenden Möglichkeiten zur Erzielung eines von stehenden Wellen freien Schallfeldes aufgezeichnet.

IV. Experimentelle Untersuchungen

a) Die Meßanordnung

1. Akustischer Teil

Für die nachstehenden Untersuchungen diente als eigentlicher Schallkörper ein Stahlstück von den Abmessungen 78 × 100 mm. Um für den benutzten US-Sender bzw. -Empfänger definierte Ankoppelmöglichkeiten zu erhalten, waren 2 parallele Flächen plangeschliffen und leicht poliert[1]). US-Sender und -Empfänger waren Piezoquarze im X-Schnitt, die aus praktischen Gründen mit Stahlelektroden nach „Langevin"[11]) bewehrt waren. Die akustische Kopplung mit dem Stahlstück erfolgte direkt ohne Zwischenmedium, und zwar beim Geber, der örtlich unverändert blieb, über eine plane und polierte Fläche (etwa 80 mm²) und beim Empfänger, der als „Taster' auf einer Oberfläche dienen sollte, über drei eng beieinanderliegende, stumpfe „Spitzen". Diese letztere Ankopplung wurde deswegen gewählt, um bei Messungen an einer Begrenzungsfläche des Schallkörpers einen genügend gleichmäßigen akustischen Kontakt gewährleistet zu wissen.

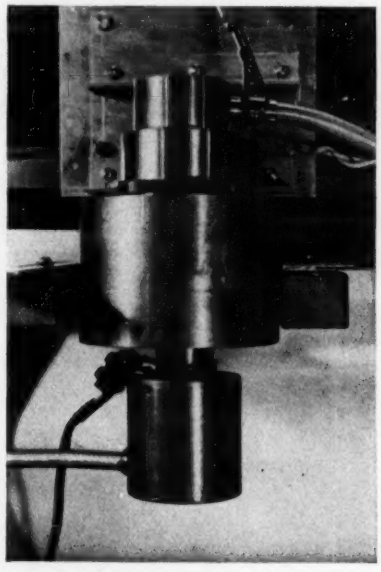

Abb. 5. Die akustische Anordnung (von unten nach oben: US-Geber, Prüfkörper, US-Empfänger)

Zur Erreichung eines beliebig einstellbaren Anpressungsdruckes der „Elektroden" wurde US-Geber wie -Empfänger mit Hilfe einer als Topfmagnet ausgeführten Anordnung an das Stahlstück „angesaugt" (Abb. 5). Diese Anordnung erwies sich als besonders zweckmäßig,

[11]) M. P. Langevin, Franz. Patent Nr. 505903; DRP. Nr. 295024 und später.

um einmal die „Elektroden" in beliebiger Lage am Prüfkörper anzubringen und um zum anderen einen reproduzierbaren akustischen Kontakt und damit einen definierten Schalldurchtritt durch die Koppelstellen zu erhalten[12]).

2. Elektrischer Teil

Der US-Sendequarz wurde durch einen Hochfrequenzgenerator mit einer Ausgangsspannung von 1000—1500 Volt erregt. Die Einstellung einer gewünschten Frequenz erfolgte mit Hand durch Ändern des Anodenschwingkreiskondensators. Zum Durchlaufen eines bestimmten Frequenzbereiches zwecks Aufnahme eines Frequenzganges mit einem schreibenden Gerät wurde entweder die Abstimmkapazität oder eine kleinere Parallelkapazität über ein Getriebe durch einen Motor stetig variiert.

Zur Erzeugung einer frequenzmodulierten Ausgangsspannung war ein rotierender Kondensator vorgesehen, dessen Tourenzahl und Maximalkapazität beliebig geändert werden konnte. Sein Kapazitätsverlauf als Funktion vom Drehwinkel war praktisch linear (Abb. 6).

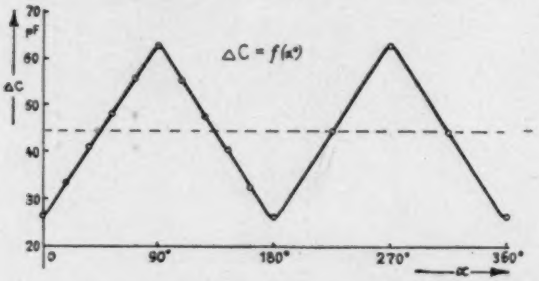

Abb. 6. Der Kapazitätsverlauf des „Wobbel"-Kondensators abhängig vom Drehwinkel

Für die Empfangsseite bestand die Aufgabe, die am US-Empfangsquarz entstehenden hochfrequenten Spannungen aperiodisch zu verstärken und, um die zahlreichen Meßreihen praktisch zur Durchführung zu bringen, den Amplitudenverlauf dieser Spannungen abhängig von der Frequenz oder der Stellung des „Tasters" durch ein schreibendes Gerät aufzuzeichnen. Den prinzipiellen Aufbau der Empfangsapparatur zeigt die Abb. 7.

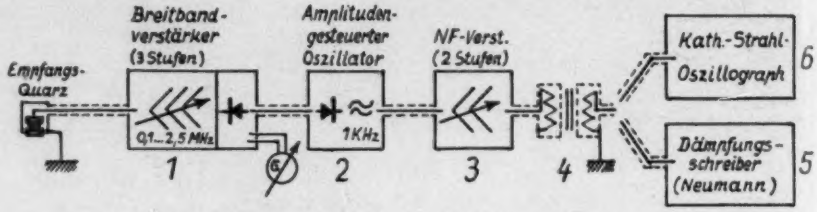

Abb. 7. Die Empfangsapparatur

Hierin ist „1" ein dreistufiger Breitbandverstärker (3 Valvo 4673) mit den Grenzfrequenzen von 0,1 MHz und 2,5 MHz und einer Empfindlichkeit von 100 μV. Eine eingebaute Diodenstrecke diente als Gleichrichter, dessen Richtstrom mit einem Galvanometer „G" gemessen und dessen Richtspannung aber dazu benutzt wurde, um eine Hilfsfrequenz von 1000 Hz in ihrer Amplitude zu steuern. Diese Hilfsfrequenz wurde benötigt, um den Dämpfungsschreiber nach NEUMANN „5" auch für Gleichstromimpulse benutzen zu können. Die Erzeugung dieser Frequenz erfolgte in einem kleinen selbsterregten Röhrengenerator „2", dessen Ausgangsamplitude praktisch linear von der steuernden Gleichspannung abhängig war. Das Gerät „3" stellt einen Niederfrequenzverstärker (30—10000 Hz) dar, der zur Verstärkungsreserve und zur Anpassung an den niederohmigen Stromquellenübertrager „4" vorgeschaltet wurde. Dieser Übertrager war erforderlich, um eine einwandfreie kapazitive Trennung der Apparate vor ihm — sie waren batteriegespeist — und der hinter ihm angeschlossenen netzbetriebenen Geräte zu erreichen. Zur Aufnahme von Oszillogrammen diente ein kompletter Kathodenstrahl-Oszillograph „6", der an Stelle des Dämpfungsschreibers unter Fortlassung der Apparatur „2" eingeschaltet wurde.

3. Empfindlichkeit u. Grenzwerte der Anordnung

Bei Benutzung eines Potentiometers bis 50 db im Dämpfungsschreiber ergab sich eine

[12]) F. KRUSE, Zur Werkstückprüfung mittels Ultraschalls, Diss. 1937, Techn. Hochschule Hannover.

Eichkurve für die gesamte Empfangsapparatur laut Abb. 8. Der Knick bei den niedrigen Spannungswerten ist auf die Gleichrichtung und auf die Natur der Steuerung der Hilfsfrequenz zurückzuführen, während das Abweichen von der Geraden in der Nähe des Maximalausschlages mit einer Übersteuerung des vor dem Übertrager liegenden Verstärkers „3" zusammenhängt. Auf eine Beseitigung dieser Erscheinung wurde im Hinblick auf den geringen Einfluß bei den folgenden Messungen verzichtet.

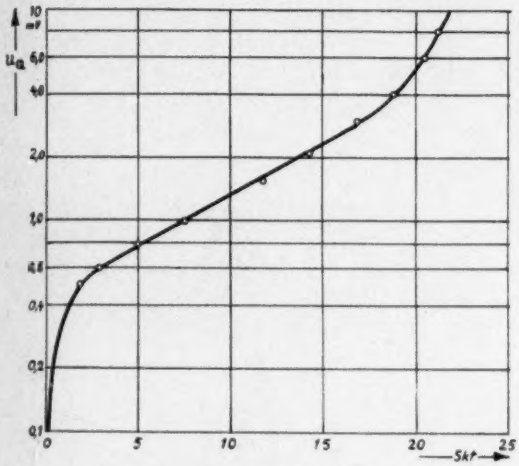

Abb. 8. Eichkurve der gesamten Empfangsapparatur (Quarzspannung U_0 als Funktion der Skt vom Dämpfungsschreiber)

Infolge des Fehlens einer doppelten Abschirmung für die Empfangsgeräte (Faraday-Käfig od. dgl.) konnten trotz exakt hergestellter Erdleitungsführungen Messungen bei Frequenzen über 1 MHz nicht mehr durchgeführt werden. Das Feld des verhältnismäßig starken Hochfrequenzgenerators in unmittelbarer Nähe des Verstärkers ergab bei höheren Frequenzen im Anzeigegerät bereits Vorausschläge in der Größenordnung der erwarteten Meßwerte. Die meisten nun folgenden Messungen wurden daher bei etwa 700 kHz ausgeführt. Diese Tatsache stellt für die vorliegende Arbeit keine Einschränkung dar.

Mit Hilfe des rotierenden Kondensators ließ sich eine Frequenzmodulation der Generatorspannung vornehmen. Da diese Modulation mechanisch erzeugt wurde, war mit der maximalen Tourenzahl (etwa 8200 U/min) dieser Anordnung der Wahl der Modulationsfrequenz $\omega/2\pi$ mit 288 Hz eine obere Grenze gesetzt. Die untere Grenze ergab sich aus dem Frequenzbereich der Niederfrequenz-Verstärker bzw. der Eigenfrequenz des Zeigersystems im Dämpfungsschreiber. Der Modulationsbereich $\Delta\Omega/2\pi$ ist durch das Verhältnis $\Delta C/C_0$

$$\left(\frac{\Delta\Omega}{2\pi} = f_0\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\Delta C/C_0}}\right) \approx \pm\frac{\Delta C}{2\cdot C_0}\cdot f_0\right)$$

gegeben, wobei C_0 die Gesamtkapazität im Schwingungskreis und ΔC die maximale Kapazitätsänderung durch den rotierenden Kondensator darstellt. Sein Änderungsbereich konnte durch eine in Reihe geschaltete veränderliche Kapazität beliebig variiert werden, wodurch bei entsprechenden f_0- und C_0-Werten Kapazitätsänderungen von 0,2—14% und Frequenzänderungen von 0,1—7% in dem benutzten Bereich zu erhalten waren. Infolge dieser geringen Kapazitätsänderungen stellte sich die Abweichung vom linearen Frequenzanstieg im ungünstigsten Fall $\left(f_0 \pm \frac{1}{2}\cdot\frac{\Delta\Omega}{2\pi} = f_0 \pm 3{,}5\%\cdot f_0\right)$ auf nur 1,7%.

Im Bereich der hauptsächlich verwandten Grundfrequenz $f_0 = 700$ kHz betrug $\frac{\Delta\Omega_{max}}{2\pi} = 29{,}5$ kHz und $\frac{\Delta\Omega_{min}}{2\pi} = 1$ kHz. Bei den Grenzen der Modulationsfrequenz $\omega/2\pi$ von 33—288 Hz erhielt man damit als Extremwerte für φ_0 (s. S. 140!):

$$\max \varphi_0 = \frac{1}{\pi}\Delta\Omega_{max}\cdot\omega_{max}$$
$$= 106\cdot 10^6\,[\mathrm{sec}^{-2}]$$
$$\Delta\Omega_{max} = 2\pi\cdot 29{,}5\ \mathrm{kHz}$$
$$\omega_{max} = 2\pi\cdot 288\ \mathrm{Hz}$$

$$\min \varphi_0 = \frac{1}{\pi}\Delta\Omega_{min}\cdot\omega_{min}$$
$$= 0{,}415\cdot 10^6\,[\mathrm{sec}^{-2}]$$
$$\Delta\Omega_{min} = 2\pi\cdot 1\ \mathrm{kHz}$$
$$\omega_{min} = 2\pi\cdot 33\ \mathrm{Hz}.$$

b) Untersuchung des Frequenzganges abhängig vom Modulationsbereich und der Modulationsfrequenz mit einem Dämpfungsschreiber

Mit der vorstehenden Versuchsanordnung wurde nun eine Anzahl von Meßreihen durch-

geführt, die im Anschluß an die theoretischen Darlegungen die Vorgänge in einem Schallaggregat der vorliegenden Form klären sollten.

Zuerst wurde in gleicher Weise wie in einer früheren Arbeit des Verfassers[1])[12]) der Frequenzgang der akustischen Anordnung in einem Bereich von 330—880 kHz allerdings nicht mehr von Hand, sondern mit dem Dämpfungsschreiber nach NEUMANN aufgenommen (Abb. 9).

Es ist ersichtlich, daß ein Frequenzgang in der erhaltenen Form mit einer derartig großen Anzahl von Maxima für weitere Untersuchungen schlecht auszuwerten ist. Es wurde daher ein kleinerer Frequenzbereich von 670—700 kHz entsprechend aufgenommen (Abb. 11a). Die Maxima sind, wie zu erwarten, weiter auseinandergezogen, doch ist die Anzahl der Spitzen infolge der besseren Auflösung immer noch erheblich. Grundsätzlich macht sich erst ein

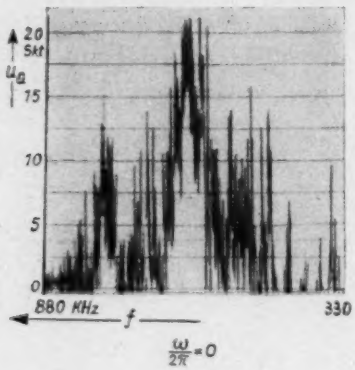

Abb. 9

starker Unterschied zwischen Abb. 9 und 11a bemerkbar, wenn man gering „wobbelt"; z. B. bei 330—880 kHz mit $\Delta\Omega/2\pi = 0{,}45$—$2{,}3$ kHz[13]) in Abb. 10 und bei 670—700 kHz mit $\Delta\Omega/2\pi = 1$ kHz in Abb. 11b.

Der Bereich von Abb. 11a wurde nun weiter untersucht und ergab mit ansteigendem Modulationsbereich $\Delta\Omega/2\pi$ eine Entwicklung des Kurvenverlaufes nach Abb. 11a—f. Die Modulationsfrequenz $\omega = 87$ Hz blieb in diesem Fall konstant. Eine Änderung der Steilheit im Frequenzanstieg φ_0 ließ sich nicht vermeiden.

[13]) Bei der großen Frequenzänderung konnte ein konstanter Modulationsbereich nicht eingehalten werden.

Die Kurven zeigen eine stark steigende Vereinfachung in ihrem Verlauf, die Spitzen werden mehr und mehr eingeebnet, so daß wir in Abb. 11f einen fast konstanten Amplitudenwert beobachten. Für die Tendenz dieser Entwicklung sind nicht allein die auf S. 140 u. 141 ausgeführten Überlegungen verantwortlich zu machen, wie weiter unten gezeigt wird. Vorerst sollen diese Überlegungen jedoch an Hand der vorliegenden praktischen Daten geprüft werden.

Die Aufnahmezeit für die Kurven in Abb. 11 beträgt ~ 60 sec. Die Anzahl der Maxima der Kurve *a* in dem Bereich von 30 kHz ($700 - 670 = 30$ kHz) bzw. dieser Zeit stellt sich auf etwa 120[14]). Für die Aufzeichnung einer „Resonanzkurve" steht also im ungünstigsten Fall eine Zeit $t_b = 500$ msec[15]) zur Verfügung; der Dämpfungsschreiber ist aber in der Lage, diese Kurve in $< 2 \cdot 150$ m/sec

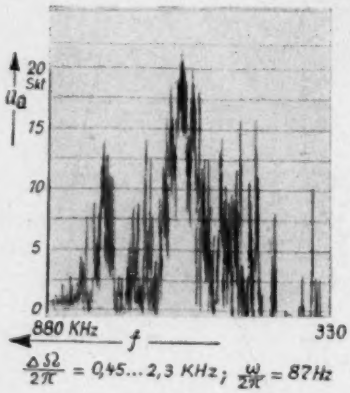

Abb. 10

aufzuzeichnen. Diese Zeit sei T_m; sie ist durch die maximale Schreibgeschwindigkeit des Gerätes gegeben. Während die Bedingung $t_b > T_m$

[14]) Diese Angabe ist sehr roh und bedeutet nicht, daß auf 30 kHz 120 „Resonanzkurven" mit einer „Basis"frequenz $f_b = 250$ Hz, also einer noch kleineren Bandbreite kommen. Eine ideale Resonanzkurve, die nicht durch Nebenmaxima gestört ist, läßt sich im Frequenzgang der Abb. 11a nicht auffinden; sie würde erst eine wahre Bandbreite $\Delta f'$ (s. Abb. 4!) ergeben. Trotzdem wird der Wert $f_b = 250$ Hz zugrunde gelegt, um überhaupt einen Ausgangswert zu haben.

[15]) $t_b = 2\pi f_b/\varphi_0$, wo $f_b = 250$ Hz und

$$\varphi_0 = \frac{d\Omega}{dt} = \frac{2\pi \cdot 30 \cdot 10^3}{60} = 2\pi \cdot 500\ [\mathrm{sec}^{-2}].$$

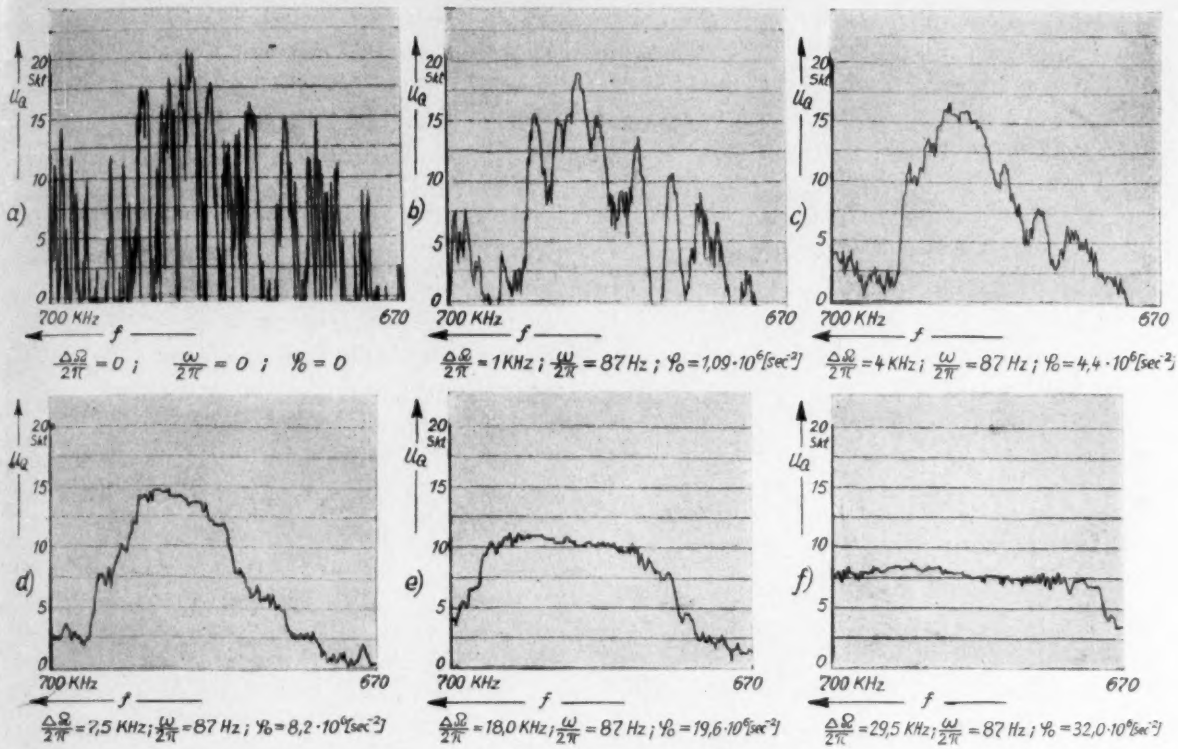

Abb. 11

gerade noch eingehalten wird, ist dies bei der Aufnahme des Frequenzganges von Abb. 9 schon nicht mehr der Fall, wie man sich aus der Anzahl der Spitzen und dem Vorschub von 1 mm/sec leicht klarmachen kann (von 330—880 kHz = 47 mm).

Sobald gewobbelt wird, ist $t_b \ll T_m$; es ergibt sich bei $f_b = 250$ Hz und min $\varphi_0 = 0{,}415 \cdot 10^6$ [sec^{-2}] t_b zu 3,8 m/sec. Durch den Modulationsbereich werden mit wachsendem $\Delta\Omega/2\pi$ auch immer mehr Spitzen erfaßt, die vom Dämpfungsschreiber als Mittelwert zu einer mittleren Frequenz f_0 gehörig angezeigt werden. So werden in Abb. 11b mit $\Delta\Omega/2\pi = 1$ kHz durchschnittlich 4 Spitzen erfaßt und „eingeebnet", wie auch ein Vergleich mit Abb. 11a zeigt. In steigendem Maße ist dies in den Kurven Abb. 11c, d, e, f der Fall. Bei „f" ist $\Delta\Omega/2\pi$ mit 29,5 kHz etwa gleich dem eigentlichen Prüfbereich von 670 bis 700 kHz. Man erhält daher einen Mittelwert aus diesem ganzen Gebiet bzw. an den Grenzen von f_0 gemeinsam mit den angeschnittenen Nachbarbereichen. Infolge der gleichmäßigen „mittleren" Schallamplitude in dem untersuchten Frequenzabschnitt ergibt sich der verhältnismäßig konstante Verlauf der Kurve „f". Die geringen Schwankungen hier wie auch in den anderen gewobbelten Kurven rühren z. T. daher, daß bei langsamer Änderung von f_0 durch die Frequenzmodulation neue Resonanzspitzen angeschnitten bzw. am Ende des Bereiches liegende freigegeben werden, wodurch eine Schwankung des Mittelwertes unausbleiblich ist.

Ein Einfluß der kleiner werdenden Zeit t_b mit wachsendem φ_0 in Hinblick der Bedingung $t_b \leq t_s$ (s. S. 140!) ist aus den vorliegenden Kurven nicht zu entnehmen.

Andererseits zeigt eine Erhöhung der Modulationsfrequenz $\omega/2\pi$ ein interessantes Ergebnis. In Abb. 12a u. b sind zwei Kurven mit höherer Modulationsfrequenz (274 Hz) wiedergegeben, die im Modulationsbereich den Kurven *e* und *f* in Abb. 11 entsprechen, jedoch im Kurvenverlauf wieder größere Unterschiede erkennen lassen. Da sich bei der Frequenzmodulation diskrete Frequenzen im Abstande

der Modulationsfrequenz ergeben, so erhalten wir im Falle Abb. 11e u. f Frequenzen im Abstande $\omega/2\pi = 87$ Hz und im Falle Abb. 12a u. b von 274 Hz. Nun liegt der Abstand der im Frequenzband vorhandenen Maxima bei etwa 250 Hz. Es besteht daher die Möglichkeit, daß infolge dieser Einzelfrequenzen bestimmte Maxima wieder bevorzugt angeregt werden und das um so eher, je größer der Abstand dieser Frequenzen wird, womit ihre Zahl im Band $\Delta\Omega/2\pi$ abnimmt.

Der Mittelwert über einen durch den Wobbelbereich erfaßten Abschnitt ist daher nicht mehr durch ein einfaches Integral gegeben, was bei kleinen ω-Werten berechtigt erscheint, sondern durch einen erheblich verwickelteren Vorgang, der selektiven Charakter besitzt. Die Mittelwerte für die zugehörige Grundfrequenz f_0 zeigen daher mit wachsendem ω größere Unterschiede, wie ein Vergleich der Kurven der Abb. 11e u. f mit 12a u. b deutlich erkennen läßt.

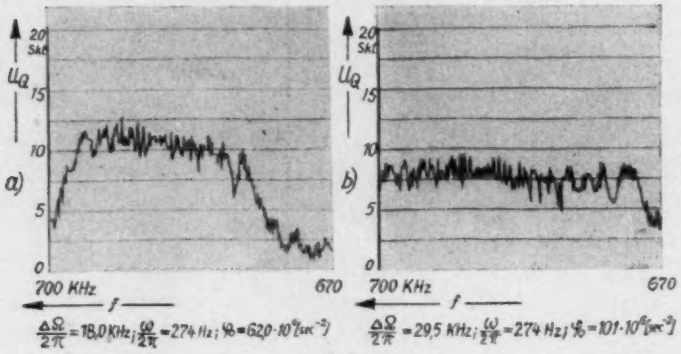

Abb. 12

c) Untersuchung des Frequenzganges abhängig von der Modulationsfrequenz mit Kathodenstrahl-Oszillograph

Aus den bisher gezeigten Kurven kann man bezüglich der Unterdrückung stehender Wellen im Hinblick auf das Ziel eines von Oberwellen freien Schallfeldes nichts entnehmen. Lediglich meßtechnisch erhält man infolge der Mittelwertsbildung eine günstige Vereinfachung im Verlauf der Kurven.

Aufschluß über die Schallvorgänge innerhalb des Schallaggregates gibt erst die Beobachtung der durch die Frequenzmodulation entstehenden Augenblickswerte der US-Amplitude. D. h. es wird mit einer trägheitsfreien Anordnung (Kathodenstrahl-Oszillograph, s. S. 142) der Amplitudenverlauf innerhalb einer Modulationsperiode τ bei einer konstanten Grundfrequenz f_0 registriert[16]). Infolge der Frequenzmodulation entsteht über das als akustischen linearen Vierpol betrachtete Schallaggregat mit dem bekannten Frequenzgang eine zusätzliche Amplitudenmodulation, die je nach der Modulationsfrequenz im Lautsprecher einen Brummton von verschiedener Klangfarbe, auf dem Schirm der Braunschen Röhre einen Kurvenzug verwickelter Form ergibt. Dieser Kurvenzug muß bei langsamer Frequenzänderung ein getreues Abbild des Frequenzganges in dem überstrichenen Bereich darstellen. Da in diesem Falle die Einstellzeit T_m des Kathodenstrahl-Oszillographen sehr klein ist, kommt es nur auf das Verhältnis t_b zu t_s an. Es lassen sich nur mit dieser Methode die Überlegungen von S. 141 für $t_b \leq t_s$ nachprüfen.

Es wurden daher Oszillogramme der Amplitudenmodulation aufgenommen, die infolge der periodischen Frequenzänderung auf dem Schirm des Kathodenstrahl-Oszillographen ein stehendes Bild ergaben. (Die periodische Änderung bedingte ein Durchlaufen der Kurven in wechselseitigem Sinne. Durch die in der Nähe der unteren Grenzfrequenz des Niederfrequenzverstärkers vorhandenen unterschiedlichen Phasenlaufzeiten wurde im allgemeinen die Symmetrie der Kurven zwischen Hin- und Rücklauf gestört.)

Bei den folgenden Aufnahmen wurde nur die Modulationsfrequenz $\omega/2\pi$ geändert, der Modulationsbereich jedoch konstant gelassen. Abhängig von $\omega/2\pi$ entstanden Oszillogramme, wie die Abb. 13a—f zeigt. Jede Aufnahme stellt zwei Modulationsperioden, also in der Abszisse die Zeit 2τ dar, während der erfaßte Frequenz-

[16]) Ähnliches Verfahren: W. L. Barrow, Untersuchungen über den Heulsummer. Ann. Phys., Lpz. 11 (1931), S. 147.

bereich $\Delta\Omega/2\pi = 2{,}43$ kHz beträgt. Die zugehörigen φ_0-Werte sind jeweils eingetragen. Die Kurve 13a ist praktisch identisch mit irgendeinem Ausschnitt der Abb. 11a in der Nähe von 688 kHz als Grundfrequenz, die ebenfalls für alle weiteren Aufnahmen konstant

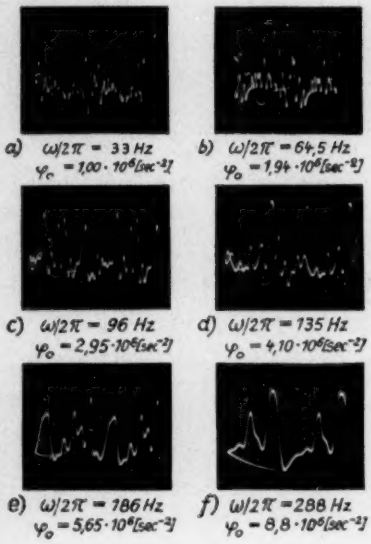

Abb. 13

blieb. Die Abweichung in der äußeren Form liegt in den oben erwähnten Eigentümlichkeiten der Meßanordnung und ist prinzipiell belanglos. Auch hier kann man etwa die gleiche durchschnittliche „Basis"frequenz der „Resonanz"-kurven feststellen. (Auf $4 \cdot \Delta\Omega/2\pi$ Hz kommen etwa 35 Maxima, d. h. $f_b = \frac{4 \cdot 2{,}43 \cdot 10^3}{35} = 278$ Hz).

Nun ist in diesem und in steigendem Maße bei den weiteren Oszillogrammen der vermutliche Wert der Einschwingzeit t_s in Rechnung zu ziehen und es soll an dieser Stelle kurz auf seine Größe eingegangen werden. Aus einigen von Hand aufgenommenen Frequenzgängen im Bereich von 600—700 kHz wurden mehrere „ideale" Resonanzkurven (Anm. 14) ausgewählt und ihre Bandbreite $\Delta f'$ (Abb. 4) und daraus das Dämpfungsdekrement $d = \frac{\Delta f'}{f_r}$ zu $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ bestimmt. Aus den Beziehungen für die Amplitudenverhältnisse

$$\frac{A_{(t_s)}}{A_{(t=\infty)}} = 1 - \frac{1}{100} = 1 - e^{-\pi \cdot f_r \cdot d \cdot t}$$

beim Einschwingvorgang

$$(A_{(t=\infty)} = 1) \text{ bzw. } \frac{A_{(t_s)}}{A_{(t=0)}} = \frac{1}{100} = e^{-\pi/_r \cdot d \cdot t}$$

beim Abklingvorgang

$$(A_{(t=0)} = 1)$$

erhält man als Einschwing- bzw. Abklingzeit

$$t_s = \frac{\ln 100}{\pi f_r \cdot d} = 1{,}47 \text{ msec}$$

bei einer Resonanzfrequenz von $f_r = 700$ kHz. Dieser Wert soll nur ein Anhalt sein für die weiteren Überlegungen und erhebt keinen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit.

Betrachtet man unter Berücksichtigung dieser Einschwingzeit die vorliegenden Oszillogramme mit ihren zugeordneten Daten, so erhält man schon bei der Kurve „a" in Abb. 13 mit $t_b = \frac{2\pi f_b}{\varphi_0} = 1{,}74$ msec (Anm. 5) die Bedingung $t_b \sim t_s$ und weiter bei der Kurve „f" als äußerstem Fall mit $t_b = 0{,}2$ m/sec die Bedingung $t_b = 0{,}115\ t_s$. Die Entwicklung der Oszillogramme zeigt nun eindeutig mit wachsendem φ_0 eine Verminderung der Maxima und bestätigt damit die früheren Überlegungen. Bei gleichen t_s-Werten für die Resonanzkurven müßten die Maxima gleichmäßig verschwinden. Da aber diese Maxima durch die Eigenschwingungen eines komplizierten Schwingungsgebildes bedingt sind, dessen Einzelabschnitte auch für sich angeregt werden, muß man auch mit unterschiedlichen Dämpfungsdekrementen rechnen. So wird gewiß eine Eigenschwingung des US-Gebers oder -Empfängers andere Werte ergeben als die des Prüfkörpers und dieser wieder andere Werte je nach seiner Halterung. Es ist jedoch berechtigt, $d = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ als Minimum der Dämpfung anzusehen. Größere Werte bedingen kleinere Einschwingzeiten und damit ein größeres φ_0. So ist es auch zu verstehen, daß in der letzten Kurve „f" von Abb. 13 gut ausgeprägte Maxima übrigbleiben, abgesehen von kleinen in ihrer Größe abnehmenden Amplituden, die als Schwebungen zwischen einer abklingenden Eigenschwingung und der veränderlichen Erregerfrequenz zu deuten sind.

Auch hier ist ein weiterer Punkt zu berücksichtigen betreffs der Ausbildung diskreter

Frequenzen bei der Frequenzmodulation. In einigen Aufnahmen der Abb. 13 kann man z. B. bei „*b*" und „*d*" stark bevorzugte Spitzen feststellen, die offensichtlich von diesen Seitenfrequenzen herrühren, welche einzelne Eigenschwingungen besonders kräftig anstoßen. Recht deutlich wurde dies bei der Aufnahme der Oszillogramme, wo es möglich war, die Modulationsfrequenz kontinuierlich zu ändern. Bei bestimmten Tourenzahlen des Wobbelkondensators „schossen" aus dem Kurvenverlauf immer wieder einzelne Spitzen heraus, eine Erscheinung, die ebenfalls den Schluß auf eine Anregung von Teilschwingungen zuließ. Die Überlegungen von S. 140 werden also bei Anwendung eines periodisch wechselnden φ_0, wie benutzt, hinfällig, wenn die Modulationsfrequenz $\omega/2\pi$ zu groß wird und in die Größenordnung der Maxima-Abstände fällt. Der erforderliche φ_0-Wert kann also nur durch Erhöhung des Modulationsbereiches $\Delta\Omega/2\pi$ hergestellt werden. Die Aufnahme und Wiedergabe von fortlaufenden Oszillogrammen in dieser Richtung erwies sich als unzweckmäßig, da mit wachsendem Modulationsbereich sich die Anzahl der in den Bereich einbezogenen Maxima ebenfalls vermehrte, und zwar derart, daß die Zahl der neu hinzukommenden Maxima größer war als die infolge steigendem φ_0 in ihrer Entstehung unterdrückten Teilschwingungen.

d) Der Schallamplitudenverlauf an der Oberfläche des Schallkörpers unter verschiedenen Modulationsbedingungen

Als letzter und wesentlicher Punkt dieser Arbeit soll die örtliche Schallamplitudenverteilung an der Oberfläche des Prüfkörpers abhängig von den verschiedenen Modulationsbedingungen gezeigt werden.

Elektrisch war die Meßanordnung die gleiche wie unter b. Die Abszisse der aufgenommenen Kurven stellt in diesem Falle jedoch eine Strecke auf der dem US-Geber gegenüberliegenden Oberfläche des Prüfkörpers dar, über die der US-Empfänger gleichmäßig mittels einer Spindel herüberbewegt wurde.

Die Abb. 14a—d zeigt nun den Amplitudenverlauf, der auf diese Weise erhalten wurde. Als Parameter ist der Modulationsbereich $\Delta\Omega/2\pi$ von 0—29,5 kHz ansteigend beigeordnet, dagegen $\omega/2\pi$ konstant.

Interessant sind in der Kurve „*a*" die starken Schwankungen der Amplitude. Es treten also

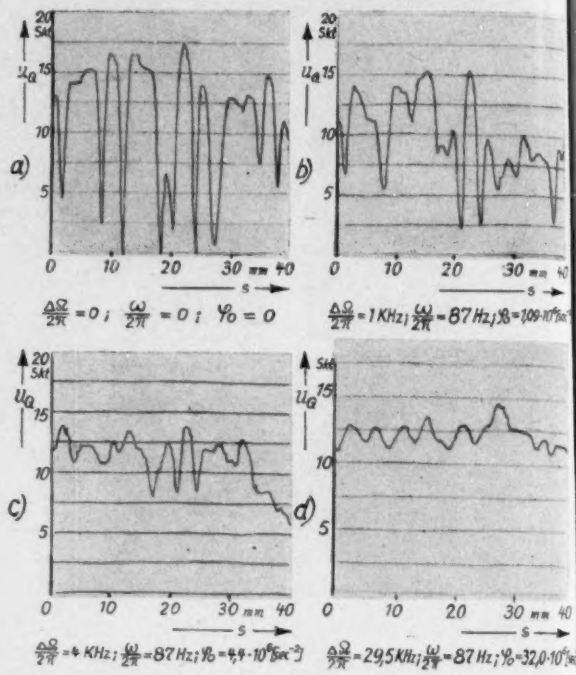

Abb. 14

bei nichtmodulierter US-Erregung Stellen mit praktisch vollkommenem Amplituden-Null auf. Die gleichen Verhältnisse konnten ebenfalls längs anderen Strecken festgestellt werden und sind selbstverständlich auch entsprechend im Innern des Körpers vorhanden.

Eine Frequenzmodulation zeigt auch hier den wachsenden Einfluß einer Glättung des Amplitudenverlaufes mit zunehmendem Modulationsbereich, d. h. mit steigendem φ_0. Hierbei muß man jedoch berücksichtigen, daß nur die im Prüfkörper vorhandenen stehenden Wellen beobachtet werden, während der US-Sender eine mittlere Schallenergie abgibt und der US-Empfänger eine „mittlere Empfindlichkeit" aufweist. Diese „mittleren" Werte bleiben für eine Meßreihe konstant, so daß der Amplitudenverlauf längs eines Weges auch wahrheitsgetreu durch die Apparatur wiedergegeben wird.

Dieser Amplitudenverlauf erfährt nun mit

zunehmenden φ_0 nicht den Ausgleich, wie man ihn nach den vorliegenden Erfahrungen erwarten sollte. Diese Beobachtung wurde noch verstärkt durch Messungen mit höherer Modulationsfrequenz, die die Amplitudenunterschiede nur gering beeinflußte. Für diese Tatsache liegen zwei Gründe vor:

1. Die im Prüfkörper entstehenden Eigenschwingungen scheinen infolge der Halterung ein erheblich größeres Dämpfungsdekrement zu besitzen, als weiter oben zahlenmäßig angenommen wurde. Diese Vermutung wurde bereits ausgesprochen. Die Bedingung, daß $t_i \leq t_s$ wird, ist mit der zur Verfügung stehenden Anordnung nicht mehr zu erreichen.

2. Infolge der periodischen Modulation werden durch die Seitenfrequenzen $m \cdot \omega/2\pi$ im US-Geber einige Eigenschwingungen dauernd erregt[16]), so daß diskrete Frequenzen in den Prüfkörper gelangen und dort wiederum dessen Eigenschwingung mit einer bestimmten Amplitude anstoßen. Die Stärke der Anregung von US-Geber-Resonanzen wächst mit der Modulationsfrequenz — die Schwingungsenergie ist auf weniger Einzelfrequenzen im Modulationsbereich verteilt —, so daß die Wahrscheinlichkeit einer von $\omega/2\pi$ abhängigen Erregung der Prüfkörpereigenschwingung besteht.

Für eine Verminderung des Amplitudenunterschiedes längs des Meßweges ist also in diesem Falle nur der Modulationsbereich maßgebend. Eine Verwischung der Spitzen hier wie unter c) kann auch bei maximalen $\Delta\Omega/2\pi = 29{,}5$ kHz nicht eintreten, da, könnten nur die Eigenschwingungen des Prüfkörpers untersucht werden, man feststellen würde, daß der Abstand der Maxima in dem benutzten Bereich etwa 30 kHz beträgt. Betrachtet man der Einfachheit halber die akustischen Vorgänge nur eindimensional, so kann man für die Frequenz einer longitudinalen Eigenschwingung setzen: $f_n = \frac{n \cdot c_s}{2 \cdot l}$, wobei n die Ordnungszahl der Eigenschwingung, c_s die Schallgeschwindigkeit (in diesem Falle für Stahl $c_s = 5100$ m/sec) und l eine vorhandene Länge im Prüfkörper (z. B. $l = 7{,}8$ cm) ist. Für verschiedene n erhält man in der Nähe des benutzten Frequenzbereiches einige Eigenfrequenzen: $f_{20} = 654$ kHz; $f_{21} = 685$ kHz; $f_{22} = 719$ kHz usw.

Erst wenn einige dieser Eigenfrequenzen durch den Modulationsbereich erfaßt werden, kann man mit einem weiteren Ausgleich der Energieverteilung im und am Prüfkörper rechnen und sich so einem von stehenden Wellen freien Schallfeld nähern.

Die Eigenschwingungen selbst zu beseitigen, indem man die reflektierte Welle auslöscht, läßt sich praktisch nicht durchführen, wie das folgende Zahlenbeispiel zeigt.

Zur Erfüllung dieser Forderung ergab sich nach (4)

$$\varphi_0 = \pm \frac{2\pi}{t_1^2}; \qquad t_1 = \frac{2l}{c_s}.$$

Oben angegebene Werte für l und c_s eingesetzt, liefert

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{(30{,}6 \cdot 10^{-6})^2} = 6{,}7 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-2}.$$

Da $\omega/2\pi$ wegen der diskreten Seitenfrequenzen etwa in der Größenordnung von 100 Hz bleiben muß, jedoch $\varphi_0 = \Delta\Omega \cdot \omega/\pi$ ist, so muß $\Delta\Omega/2\pi$ sehr groß werden, und zwar $3{,}4 \cdot 10^6$ Hz. Dieser Wert ist nicht herzustellen, jedenfalls nicht bei den vorliegenden Abmessungen und der benutzten Grundfrequenz.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Möglichkeit der Vermeidung stehender Wellen bei ultraakustischen Messungen am festen Prüfkörper mit Hilfe der Frequenzmodulation. Nach einer kurzen Betrachtung über das Spektrum einer frequenzmodulierten Schwingung mit dreieckiger Modulationskurve und die Anwendung dieser Wobbelfrequenz zur Vermeidung bzw. Schwächung von Eigenschwingungen werden die experimentellen Ergebnisse bei Benutzung einer frequenzmodulierten Schwingung aufgezeigt, diskutiert und an praktischen Zahlenbeispielen die Anwendungsgrenzen festgelegt. Die restlose Vermeidung stehender Wellen ist praktisch nicht durchführbar.

Die Arbeit wurde ausgeführt im Institut für technische Physik — Abteilung Hochfrequenz — der Technischen Hochschule Hannover. Der Hannoverschen Hochschulgemeinschaft danke ich für bereitwillige Gewährung zusätzlicher Mittel.

(Eingegangen am 28. 3. 1939.)

Die Schalldämpfung in Absorptionsrohren *)

Von Walter Willms

Mit 18 Textabbildungen

Einleitung und Übersicht

Ein Absorptionsrohr ist ein Rohr oder ein Kanal von beliebigem Querschnitt, dessen Wandung mit einem porösen Absorptionsmaterial belegt ist. Trotzdem der in der Mitte des Rohres im freien Querschnitt fortgeleitete Schall das Absorptionsmaterial nur „streifend" trifft, findet im Absorptionsrohr eine beträchtliche Dämpfung besonders der hohen Frequenzen statt. Hierin und in der Tatsache, daß der freie Querschnitt einer Gleichströmung praktisch keinen Widerstand entgegensetzt, liegt die große technische Bedeutung des Absorptionsrohres. Es wird in der praktischen Lärmbekämpfung häufig verwendet, z. B: bei Auspuff- und Ansaugschalldämpfern von Verbrennungsmotoren, in Lüftungs- und Klimaanlagen zur Verhinderung der Übertragung des von den Lüftern erzeugten Geräusches, sowie des sonst durch die Kanäle von Raum zu Raum dringenden Schalles, bei Motoren- und Luftschraubenprüfständen zur Unterdrückung des oft weite Entfernungen überbrückenden Lärms. Das im einzelnen Falle verwendete Absorptionsmaterial ist auf Grund der sehr verschiedenartigen Anforderungen durchaus verschieden, immer aber handelt es sich um poröse oder faserige Stoffe, die man in akustischer Hinsicht unter dem Sammelbegriff Absorptionsmaterial zusammenfassen kann.

Die Schallausbreitung im Absorptionsrohr ist ein Problem der Wellenausbreitung in geschichteten Medien und wird als solches im zweiten Teil dieser Arbeit behandelt. Die Schallausbreitung erfolgt im allgemeinen in mehreren Dimensionen, wobei gewisse Randbedingungen an den Grenzflächen der Medien erfüllt werden müssen. Die Aufgabe hat eine gewisse Analogie in der Ausbreitung hochfrequenter elektrischer Wellen an einem Leiter[1]).

Es ergeben sich dagegen bei tiefen Frequenzen besonders einfache Verhältnisse, weil die Schallausbreitung im Absorptionsrohr in diesem Fall als eindimensionales Problem behandelt werden kann. Dies liegt an dem Verhalten des Wandwiderstandes, der bei tiefen Frequenzen vom Einfallswinkel des Schalles unabhängig ist. Damit wird das Problem wieder einem elektrischen ähnlich, der Fortleitung des Stromes in einem mit dielektrischen Verlusten behafteten Kabel. In diesem Sinne haben Bosquet[2]) und Sivian[3]) die Aufgabe auch schon vor dem Verfasser behandelt, ohne aber darauf hinzuweisen, daß diese Behandlungsweise wegen des Verhaltens des Wandwiderstandes ihre Grenzen hat. Als bestimmende Größe für die Dämpfung benutzt Bosquet den Schluckgrad, Sivian den Wandwiderstand, der nach Betrag und Phase bekannt sein muß. Beide Größen erscheinen jedoch wegen ihrer Abhängigkeit vom Einfallswinkel als Parameter nicht gut geeignet, zumindest sind sie nur in einem beschränkten Frequenzbereich anwendbar[4]). Dagegen war es das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Dämpfung des Absorptionsrohres aus den winkel- und

*) D 83. Von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule Berlin genehmigte Dissertation.

[1]) Auf dieser Analogie baut sich eine Arbeit von K. Schuster, Akust. Z. 4 (1939), S. 335, auf. Hierin wird u. a. auch die Schalldämpfung in einem zylindrischen Absorptionsrohr unter gewissen Einschränkungen abgeleitet. Die Schallausbreitung in einem zweidimensionalen gedämpften Raum ist im Rahmen raumakustischer Untersuchungen inzwischen auch von L. Cremer, Akust. Z. 5 (1940), S. 57, behandelt worden.

[2]) J. P. Bosquet, Bull. Techn. Assoc. Ing. Bruxelles 31 (1935), Nr. 12.

[3]) J. J. Sivian, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 135.

[4]) Auch in der nach Abschluß der vorliegenden Arbeit erschienenen Veröffentlichung von P. M. Morse, J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 205, wird der Wandwiderstand als winkelunabhängig angenommen und als Parameter benutzt.

frequenzunabhängigen Grundgrößen des Absorptionsmaterials, vor allem aus dem leicht zu messendem Strömungswiderstand und aus den Abmessungen des Rohres zu bestimmen. Hiermit ist für die praktische Anwendung der große Vorteil verbunden, daß man allein auf Grund einer überschläglichen Zuordnung des Materials zu einer bestimmten Klasse von Strömungswiderständen, das Verhalten des Absorptionsrohres übersehen kann.

I. Die Dämpfung des Absorptionsrohres bei tiefen Frequenzen, Behandlung der Aufgabe mit Hilfe des Wandwiderstandes

1. Wandbelag von unendlicher Schichtstärke

Das Schallfeld an der Grenzfläche Luftraum-Absorptionsmaterial gehorcht den aus der Wellenoptik bekannten Gesetzmäßigkeiten. Der aus dem Luftraum unter dem Winkel α zum Einfallslot auf die Oberfläche treffende Schall wird teils reflektiert, teils unter Änderung der Fortpflanzungsrichtung $\beta < \alpha$ gebrochen. Bezeichnet man mit $|k_0| = \frac{\omega}{c_0}$ die Wellenzahl in Luft, mit $|k_1| = \frac{\omega}{c_1}$ die Wellenzahl im Absorptionsmaterial, so ist der Brechungsindex

$$|n| = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_0}{c_1} = \left|\frac{k_1}{k_0}\right|, \qquad n = \sqrt{1 - i\frac{r}{\omega\varrho}}. \tag{1}$$

Hierin wurde die Wellenzahl k_1 mit dem Wert $k_0\sqrt{1 - i\frac{r}{\omega\varrho}}$ eingesetzt, der sich nach der von CREMER[5]) gegebenen Theorie des Absorptionsmaterials ergibt. r bezeichnet den spezifischen Strömungswiderstand des Materials ϱ die Luftdichte, $i = \sqrt{-1}$.

Der Brechungsindex ist hiernach eine komplexe Zahl, die auch den Phasensprung in der reflektierten und gebrochenen Welle bezeichnet. Für tiefe Frequenzen $\omega\varrho < r$ hat der Brechungsindex einen großen Absolutwert. Infolgedessen ist der Grenzwinkel β_g der Totalreflexion

$$\sin\beta_g = \frac{1}{|n|} \tag{2}$$

sehr klein, d. h. alle aus dem oberen Halbraum mit beliebigen Einfallsrichtungen ankommenden Schallstrahlen werden in einem schmalen Bündel zusammengefaßt, dessen Öffnungswinkel $2\beta_g$ ist, wie Lichtstrahlen, die aus Luft in Wasser eintreten (Abb. 1). Der Schall breitet sich daher im Absorptionsmaterial praktisch senkrecht zur Oberfläche aus und sein Eindringen in dieses wird durch den Wandwiderstand, das Verhältnis von Schalldruck zu wandnormaler Schallschnelle, unabhängig vom Einfallswinkel vollständig beschrieben.

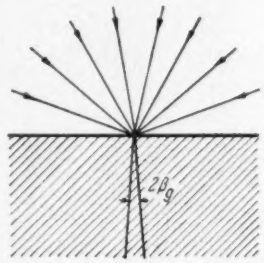

Abb. 1. Bei tiefen Frequenzen $\omega\varrho < r$ breiten sich alle aus dem oberen Halbraum (Luft) kommenden Schallwellen im unteren Halbraum (Absorptionsmaterial) praktisch senkrecht zur Trennungsebene aus. β_g Grenzwinkel der Totalreflexion

Nun läßt sich nach dem Prinzip der Überlagerung jede Wellenform, auch diejenige, die sich im Absorptionsrohr einstellt, durch ein Bündel ebener Wellen verschiedener Einfallsrichtungen darstellen[6]) [7]). Es ist daher auch die Behandlung der Schallausbreitung im Absorptionsrohr mit Hilfe des Wandwiderstandes an die Unabhängigkeit vom Einfallswinkel, also an die Voraussetzung

$$\omega\varrho < r \tag{3}$$

gebunden.

Die Frequenzen, die die Ungleichung (3) erfüllen, sollen als tiefe Frequenzen bezeichnet werden, obgleich sie tatsächlich bei genügend hohen Strömungswiderständen im oberen Teil des hörbaren Frequenzbereiches liegen können. Zur Orientierung über die Größenverhältnisse sind in Zahlentafel I für eine Reihe von Stoffen der Strömungswiderstand, die Grenzfrequenz und die Porosität zusammengestellt. Die Grenz-

[5]) L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 242 u. 302.

[6]) R. WEYRICH, Die Zylinderfunktionen und ihre Anwendungen, Verlag Teubner.

[7]) A. SOMMERFELD, in: FRANK-MISES, Differentialgl. d. Phys. 2, Abschn. 5.

[8]) Entnommen aus L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333.

frequenz f_ϱ ergibt sich nach (3) aus der Beziehung $f_\varrho = \frac{r}{2\pi\varrho}$.

Zahlentafel I[8])

Material	Strömungswiderstand g cm^{-3} sek^{-1}	Grenzfrequenz Hz	Porosität
Celotex B	18000	2200000	0,70
Insulite	14000	1700000	0,80
Mando	2800	350000	0,80
Dichter Wollfilz .	82	10000	0,83
Haarfilz	33	4000	0,87
Akustikplatte A .	10	1200	0,65
Watte	7	900	0,99
Watte sehr locker	1,6	200	0,90

Neben der Benutzung des Wandwiderstandes erfährt die Aufgabe eine wesentliche Vereinfachung, wenn man sie als eindimensionales Problem behandeln kann, wenn also der Durchmesser oder die Höhe h des Absorptionsrohres klein zur Wellenlänge λ des Schalles ist. Hierdurch ist neben (3) eine zweite Voraussetzung gegeben, die man etwa mit

$$h < \frac{\lambda}{2} \tag{4}$$

präzisieren kann und die ebenfalls eine obere Frequenzgrenze liefert, nämlich

$$\omega < \frac{\pi c}{h}. \tag{5}$$

In dem Bereich, in dem beide Voraussetzungen (3) und (5) erfüllt sind, findet Schalldämpfung im Absorptionsrohr statt, wobei aber die Wellenfront eben bleibt.

Betrachtet man in Abb. 2 das zwischen den Schnitten eingeschlossene Stück des Absorptionsrohres von der Längeneinheit 1 cm, der Fläche F und dem Umfang U, so hat es in der Achsenrichtung den Massenwiderstand

$$Z_1 = \frac{i\omega\varrho}{F}. \tag{6}$$

Der Leitwert der Federung $\frac{i\omega F}{\varrho c^2}$ des Luftpolsters vermehrt um den Leitwert der porösen Wandung $\frac{U}{W}$ gibt die gesamte Ableitung pro Längeneinheit, den reziproken Querwiderstand

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{i\omega F}{\varrho c^2} + \frac{U}{W} = \frac{i\omega F}{\varrho c^2} M^2 \tag{7}$$

mit

$$M^2 = 1 + \frac{\varrho c^2}{i\omega W}\frac{U}{F}. \tag{8}$$

Wie in der Theorie der elektrischen Leitungen ergibt sich aus Längs- und Querwiderstand je Längeneinheit die Fortpflanzungskonstante $\gamma = \beta + i\alpha$ (β Dämpfungskonstante, α Phasenkonstante) und der Wellenwiderstand $\mathfrak{Z}$.

$$\gamma = \beta + i\alpha = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} = i\frac{\omega}{c}M, \qquad \mathfrak{Z} = \sqrt{Z_2 \cdot Z_1} = \frac{\varrho c}{F M}. \tag{9}$$

Soweit stimmt die Ableitung mit der von SIVIAN[3]) überein.

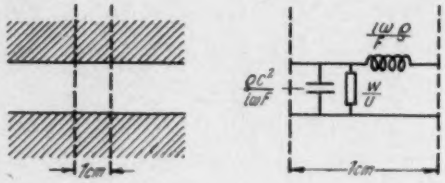

Abb. 2. Abschnitt eines Absorptionsrohres und der entsprechende Abschnitt eines elektrischen Kabels

Die Berechnung des Wandwiderstandes ist aus den Grundgrößen des Absorptionsmaterials möglich[5])[9]) und mehrfach experimentell geprüft worden. Wir schließen uns der Darstellungsweise von CREMER[5]) an. Bei tiefen Frequenzen $\omega\varrho < r$ ergibt sich

$$W = \frac{\varrho c}{\sigma}\sqrt{1 - i\frac{r}{\omega\varrho}}. \tag{10}$$

Nach Untersuchungen von WÜST[10]) ist es zutreffender, in diesem Frequenzbereich mit isothermischer Ausdehnung im Absorptionsmaterial zu rechnen, also mit der NEWTONschen Schallgeschwindigkeit. Aus diesem Grunde tritt noch der Faktor $\sqrt{\varkappa}$ ($\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen) in den Nenner. Schließlich aber ist der Ausdruck $\sigma\sqrt{\varkappa}$, wie Zahlentafel I zeigt, in fast allen Fällen so wenig von eins verschieden, daß er der Einfachheit wegen fortgelassen werden soll.

Ferner hat es sich als zweckmäßig erwiesen, die Rechnung mit dimensionslosen Größen durchzuführen, über deren zweckmäßige Auswahl am besten die Durchführung entscheidet. Es

[9]) V. KÜHL und E. MEYER, Ber. Berliner Akad., Math.-Phys. Kl. 26 (1932), S. 416.

[10]) H. WÜST, Z. Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 44 (1934), S. 73.

lassen sich zunächst die folgenden vier charakteristischen Größen bilden:

(11)
$$\text{Dämpfung} \qquad B = \beta h,$$
$$\text{Frequenz} \qquad \Omega = \frac{\omega h}{c},$$
$$\text{Strömungswiderstand} \qquad R = \frac{r h}{\varrho c},$$
$$\text{Quermaß} \qquad \Phi = \frac{F}{U h}.$$

Bei kreisförmigem und quadratischem Querschnitt hat das Quermaß den Wert $\Phi_0 = \frac{\pi d^2}{4\pi d \cdot d} = \frac{h^2}{4 h \cdot h} = \frac{1}{4}$, bei anderen Querschnittsformen einen hiervon abweichenden Wert.

Mit diesen Größen und der Vereinfachung $\sigma\sqrt{\varkappa} = 1$ wird der Wandwiderstand

(12) $$W = \varrho c \sqrt{1 - i\frac{R}{\Omega}}$$

und die Voraussetzungen (3) und (5) lauten

(13) $$\Omega < R,$$

(14) $$\Omega < \pi.$$

Vernachlässigt man in (12) die Eins gegen $\frac{R}{\Omega}$, so kommt

(15) $$W = \varrho c \sqrt{\frac{R}{2\Omega}}(1 - i)$$

und aus (8) und (9)

(16) $$M^2 = 1 + \frac{1}{\Phi\sqrt{2 R \Omega}}(1 - i),$$

(17) $$B = \text{Realteil}\,[i \Omega M],$$

(18a) $$B = 0{,}46 \sqrt{\frac{1}{\Phi}} \sqrt{\frac{\Omega^3}{2 R}}$$
wenn $R\Omega < \frac{1}{2\Phi^2}$,

(18b) $$B = \frac{1}{\Phi}\sqrt{\frac{8 R}{\Omega}}$$
wenn $R\Omega > \frac{1}{2\Phi^2}$.

Hiervon gilt der Ausdruck *a* immer bei sehr tiefen Frequenzen und niedrigen Strömungswiderständen, der Ausdruck *b* dagegen im oberen Teil des zugelassenen Frequenzgebietes und bei großen Strömungswiderständen. In den ursprünglichen Größen lauten die Ausdrücke (18)

(19a) $$\beta = 0{,}46 \sqrt{\frac{U}{F}} \sqrt{\frac{\omega}{c}} \sqrt{\frac{\omega \varrho}{2 r}}$$
wenn $\omega < \frac{U^2}{2F^2}\frac{\varrho c^2}{r}$,

(19b) $$\beta = \frac{U}{F}\sqrt{\frac{\omega \varrho}{8 r}}$$ [11])
wenn $\omega > \frac{U^2}{2F^2}\frac{\varrho c^2}{r}$.

In Abb. 3 ist die Dämpfung B über der Frequenz Ω aufgetragen und zwar für das Quermaß $\Phi_0 = \frac{1}{4}$. Die Ausdrücke sind bis hart an ihren Gültigkeitsbereich benutzt worden, so daß die einzelnen asymptotischen Kurvenstücke nicht genau aneinander stoßen. Der

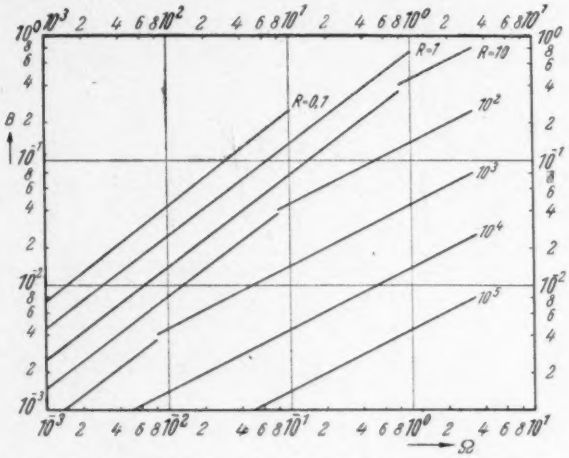

Abb. 3. Dämpfung B in Abhängigkeit von Strömungswiderstand R des Absorptionsstoffes und der Frequenz Ω bei kreisförmigem oder quadratischen lichtem Querschnitt des Kanals und unendlicher Schichtstärke des Absorptionsstoffes

Kurvenverlauf muß zwischen den Asymptoten interpoliert werden. Ferner sind die Kurven nur in den Bereichen gezeichnet, die mit den Voraussetzungen verträglich sind. Bei gegebenem Rohrdurchmesser h entspricht die Abszisse einem ganz bestimmten Frequenzbereich. Es ist ersichtlich, daß man bei Verwendung eines Absorptionsmaterials mit großem Strömungswiderstand nur eine geringe, mit $\sqrt{\Omega}$ ansteigende Dämpfung bekommt, dagegen bei Verwendung eines Absorptionsmaterials mit kleinem Widerstand eine größere und mit $\sqrt[4]{\Omega^3}$ ansteigende Dämpfung. Auch unterscheiden

[11]) (19b) stimmt mit der in der Schusterschen Arbeit angegebenen Formel überein, wenn man darin den Schluckgrad für senkrechten Einfall mit dem Wert $s = \sqrt{\frac{8\omega\varrho}{r}}$ einführt.

sich beide Bereiche in dem Einfluß des Quermaßes.

2. Wandbelag von begrenzter Schichtstärke

Von größerem praktischen Interesse ist das Absorptionsrohr mit endlicher Stärke d des Absorptionsmaterials, das nach außen hin durch eine starre Wandung abgeschlossen sein soll. Der Wandwiderstand hat dann allgemein die Form

$$W = 3\,\mathfrak{Cotg}\,\gamma\,d$$
$$= \varrho\,c\sqrt{1-i\frac{r}{\omega\varrho}}\,\mathfrak{Cotg}\,i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varkappa}\,d\sqrt{1-i\frac{r}{\omega\varrho}} \tag{20}$$
$$= \varrho\,c\sqrt{\frac{r}{2\omega\varrho}}(1-i)\,\mathfrak{Cotg}\,\frac{\omega}{c}\sqrt{\varkappa}\,d\sqrt{\frac{r}{2\omega\varrho}}(1+i)\,.$$

Mit den bereits eingeführten dimensionslosen Größen erhält man daraus

$$W = \varrho\,c\sqrt{1-i\frac{R}{\Omega}}\,\mathfrak{Cotg}\,i\,\Omega\,\Delta\sqrt{1-i\frac{R}{\Omega}} \tag{21}$$
$$= \varrho\,c\sqrt{\frac{R}{2\,\Omega}}(1-i)\,\mathfrak{Cotg}\,\Delta\sqrt{\frac{R\,\Omega}{2}}\,(1+i)\,.$$

Hierin tritt als neuer Parameter die Schichtstärke

$$\Delta = \frac{d\sqrt{x}}{h} \tag{22}$$

auf.

Eine grundlegende Rolle spielt nun die Eindringtiefe t, diejenige Strecke, die eine Schallwelle im Absorptionsmaterial zurücklegt, bis ihre Amplitude auf den e^{-1}-Teil abgeklungen ist. Hierfür erhält man

$$e^{-\frac{\omega}{c}\sqrt{x}\,t\sqrt{\frac{r}{2\omega\varrho}}} = e^{-1}$$
$$\frac{t}{d} = \frac{1}{\Delta}\sqrt{\frac{2}{R\Omega}}\,. \tag{23}$$

Ist die Schichtstärke d groß gegen t, d. h. ist

$$\Delta^2 R\,\Omega > 2\,, \tag{24}$$

dann ist die reflektierte Welle im Absorptionsmaterial praktisch zu vernachlässigen. Es verhält sich wie im Fall unendlicher Schichtstärke, es gelten die Formeln (18) des vorigen Abschnittes.

Ist dagegen die Schichtstärke d klein gegen t, d. h. ist

$$\Delta^2 R\,\Omega < 2\,, \tag{25}$$

dann kann man den Cotangens durch die ersten Glieder der Reihenentwicklung ersetzen und erhält für den Wandwiderstand nach (20)

$$W = \sqrt{\varkappa}\frac{r\,d}{3} - i\,\frac{\varrho\,c^2}{\omega\,d\sqrt{\varkappa}}\,. \tag{26}$$

Dieser Wandwiderstand läßt sich als Reihenschaltung von einem Drittel des Strömungswiderstandes und dem Federungswiderstand eines Luftpolsters von der Schichtstärke des Absorptionsmaterials auffassen. Hiermit ergibt sich dann

$$W = -i\,\frac{\varrho\,c}{\Delta\,\Omega}\left(1+\frac{i}{3}\,\Delta^2 R\,\Omega\right) \tag{27}$$

und mit der Voraussetzung (25)

$$M^2 = 1 + \frac{\Delta}{\Phi}\left(1-\frac{i}{3}\,\Delta^2 R\,\Omega\right), \tag{28}$$

$$B = \frac{1}{6}\,\frac{\Delta^3 R}{\Phi\sqrt{1+\frac{\Delta}{\Phi}}}\,\Omega^2 \quad \text{wenn} \quad \Omega < \frac{2}{\Delta^2 R} \tag{29}$$

oder in den ursprünglichen Größen

$$\beta = \frac{1}{6}\,\frac{U\,x^{\frac{3}{2}}d^3\,r}{F\,\varrho\,c^3\sqrt{1+\frac{U}{F}\,d\sqrt{x}}}\,\omega^2 \tag{30}$$

$$\text{wenn} \quad \omega < \frac{2\,\varrho\,c^2}{r\,x\,d^2}\,.$$

Der Verlauf der Dämpfung ist in Abb. 4 dargestellt, wobei für Δ als Beispiel der Wert 1 angenommen wurde. Durch die endliche Schichtstärke fällt die Dämpfungskurve mit kleiner werdender Frequenz stark ab. Sie setzt sich in ihrem gesamten Verlauf im allgemeinen aus

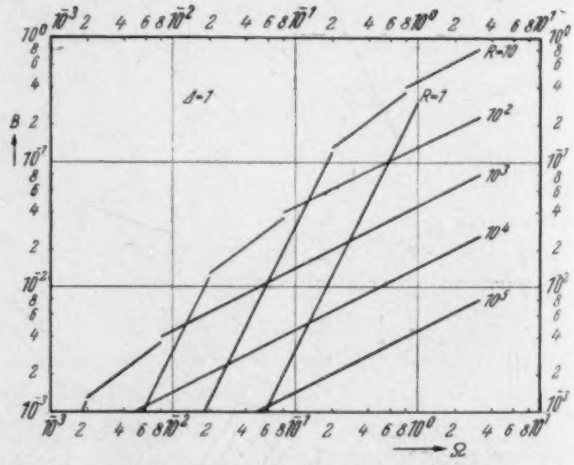

Abb. 4. Endliche Schichtstärke (Beispiel $\Delta = 1$) bewirkt starken Abfall der Dämpfung bei tiefen Frequenzen insbesondere bei kleinem Strömungswiderstand

drei Teilen zusammen. Für die tiefsten Frequenzen bis

$$\Omega = \frac{2}{\Omega^2 R} \tag{31}$$

gilt Formel (29). Die Dämpfung steigt in diesem Bereich quadratisch mit der Frequenz an und mit der dritten Potenz der Schichtstärke. Daran schließt sich der Bereich an, der Formel (18a) entspricht und in dem die Dämpfung $\omega^{\frac{3}{4}}$ proportional ist. Schließlich geht die Dämpfungskurve nach (18b) in einen mit $\omega^{\frac{1}{2}}$ ansteigenden Verlauf über, wie in Abb. 3 gezeigt wurde. Bei größeren Schichtstärken als $\Delta = 1$ liegt die Grenzfrequenz (31) niedriger, und der mittlere Teil des Dämpfungsbereiches nach (18a) nimmt einen größeren Raum ein als in dem gezeigten Beipsiel, bei kleineren Schichtstärken umgekehrt (s. auch Abb. 5). Genau genommen sind im Übergangsgebiet noch die Maxima und Minima zu berücksichtigen, die von der Cotangensfunktion des Wandwiderstandes herrühren. Es genügt aber in den meisten Fällen, den Verlauf der mittleren Dämpfung zu kennen.

Bei ausgeführten Absorptionsrohren ist die Schichtstärke des Absorptionsmaterials vielfach so gering gewählt worden, daß nur der untere Teil der Dämpfungskurve mit ihrer geringen, stark frequenzabhängigen Dämpfung ausgenutzt wurde.

Bei einem Vergleich der berechneten Dämpfungskurven mit experimentell bestimmten (vgl. Abschn. c) stellt man fest, daß die gemessenen Dämpfungswerte besonders bei geringen Schichtstärken und bei tiefen Frequenzen etwas höher liegen. Dies deutet darauf hin, daß außer den bisher im Absorptionsmaterial allein angenommenen Reibungsverlusten noch andere Verluste wirksam sind, z. B. Verluste durch die Wärmeleitung im Wandmaterial. Die Vorgänge im Absorptionsmaterial verlaufen, wie sich auch an anderer Stelle gezeigt hat, nicht genau isotherm, sondern durch die Verzögerung des Wärmeflusses mit einer zusätzlichen thermischen Dämpfung. Diese macht sich naturgemäß um so stärker bemerkbar, je kleiner die Schichtstärke und der Strömungswiderstand sind, die die Strömungsdämpfung bestimmen.

Zur Abschätzung des Einflusses der thermischen Dämpfung kann man eine an mehreren Stoffproben bestätigte Angabe von Wüst[10]) benutzen, nach der die zusätzliche thermische Dämpfung im Bereich tiefer Frequenzen etwa 10 v. H. der Strömungsdämpfung ausmacht. Dies kann man dadurch berücksichtigen, daß man die Schallgeschwindigkeit im Material mit einem Imaginärteil von 0,1 c versieht. Hierdurch erhält man für den Wandwiderstand nach Formel (26) noch einen zusätzlichen Realteil von der Größe $\frac{0{,}2\,\varrho\,c^2}{\omega\, d\sqrt{x}}$, der bei kleiner Schichtstärke den von der Strömung herrührenden Widerstand leicht um ein Vielfaches übertrifft. An Stelle von Gleichung (27) steht dann

$$W = -\,i\,\frac{\varrho\,c}{\Delta\,\Omega}\left\{1 + i\left(\frac{\Delta^2 R\,\Omega}{3} + 0{,}2\right)\right\} \tag{32}$$

an Stelle von (28)

$$M^2 = 1 + \frac{\Delta}{\Phi}\left\{1 - i\left(\frac{\Delta^2 R\,\Omega}{3} + 0{,}2\right)\right\}. \tag{33}$$

Die Dämpfung wird dann

$$B = \frac{1}{6}\,\frac{\Delta^3 R}{\Phi\sqrt{1+\frac{\Delta}{\Phi}}}\,\Omega^2 + 0{,}1\,\frac{\Delta}{\Phi\sqrt{1+\frac{\Delta}{\Phi}}}\,\Omega \qquad \Omega < \frac{2}{\Delta^2 R}$$

$$= B_{isoth.} + 0{,}1\,\frac{\Delta}{\Phi\sqrt{1+\frac{\Delta}{\Phi}}}\,\Omega. \tag{34}$$

Die Dämpfung erfährt durch die Korrektion nur eine Änderung im unteren Frequenzgebiet. In der Nähe der Grenzfrequenz (31) schließt sich die Kurve den alten Werten an. In den übrigen Teilen der Dämpfungskurve bewirkt die thermische Dämpfung praktisch keine Änderung. In Abb. 5 ist der Einfluß der thermischen Dämpfung am Beispiel der Dämpfungskurve für $R = 10$ für die Schichtstärken $\Delta = 4$ bis $^1/_4$ dargestellt.

Die Annahme eines festen Verhältniswertes von thermischer- und Strömungsdämpfung ist nur ein Provisorium, das sicher nur in einem beschränkten Frequenzbereich möglich ist. Bei sehr tiefen Frequenzen müssen die Vorgänge schließlich rein isotherm verlaufen, und damit fällt die thermische Dämpfung wieder weg. Eine

genauere Angabe über den Frequenzverlauf der thermischen Dämpfung ist z. Z. aber nicht bekannt.

Der große Einfluß der Wärmeverluste auf die Dämpfung im Absorptionsrohr bei sehr tiefen Frequenzen legt den Gedanken nahe, diese Tatsache einer Meßmethode zur Bestim-

Abb. 5. Der Abfall der Dämpfung bei tiefen Frequenzen wird gemildert durch die Wärmeverluste im Absorptionsmaterial, die neben den Reibungsverlusten im allgemeinen vernachlässigt werden

mung der thermischen Dämpfung in porösen Stoffen zugrunde zu legen. Kleidet man ein hinreichend langes Rohr mit einer dünnen Schicht des Stoffes aus, so ist die Dämpfung im Rohr praktisch allein auf die thermische Dämpfung zurückzuführen, und aus der gemessenen Dämpfung kann diese berechnet werden.

3. Vergleich von Versuchsergebnissen mit der Rechnung

Um die Rechnung zu prüfen, wurde die Schalldämpfung in einem Rohr von 15 cm Durchmesser gemessen, welches mit einer Filzschicht von 1,5 cm Stärke ausgekleidet war. Zu diesem Zweck waren seitlich in der Rohrwandung verschließbare Löcher im Abstand von 15 cm angebracht. Die Rohrlänge betrug 4 m. An dem einen Ende befand sich ein Lautsprecher, das andere mündete ins Freie. Bei verschiedenen Frequenzen wurde die Abnahme des Schalldruckes in der Rohrachse mit einer Mikrophonsonde gemessen, die durch die seitlichen Löcher eingeführt wurde. In Abb. 6 ist die Dämpfung in Neper über der Entfernung vom Lautsprecher graphisch aufgetragen. Der durch die Rohrdämpfung bewirkten stetigen Abnahme des Schalldrucks sind bei tiefen Frequenzen stehende Wellen überlagert, die durch den Schallrückwurf am offenen Ende stehen (Abb. 7, 8, 9). Die Dämpfung läßt sich auch in diesen Fällen aus der mittleren Neigung der Kurve entnehmen. Eine Messung des spezifischen Strömungswiderstandes durch langsame gleichmäßige Durchströmung einer Probe des verwendeten Filzes ergab den Wert $r = 60 \frac{g}{cm^3\,sek}$.

Hiermit ergeben sich aus den Formeln (34), (18a und b) die in Abb. 10 gezeigten Dämpfungskurven. Zugleich sind die Meßpunkte nach Umrechnung in das dimensionslose Dämpfungsmaß B eingetragen und lassen eine durchaus hinreichende Übereinstimmung mit der berechneten Kurve erkennen. Von den einzelnen Dämpfungsformeln ist nach den Voraussetzungen jeweils nur ein Teil gültig, der in Abb. 10 als ausgezogene Kurve gezeichnet wurde. Für das vorliegende Beispiel kommt wegen der geringen Schichtstärke überwiegend nur Formel

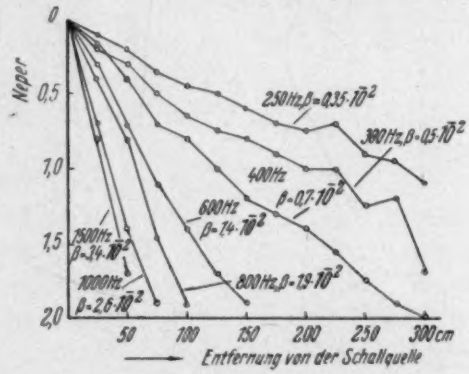

Abb. 6. Gemessene Schalldämpfung in einem Rohr von 15 cm Durchmesser, das mit Filz von 1.5 cm Stärke ausgekleidet ist

(34) in Betracht. Der Kurvenverlauf ohne Berücksichtigung der thermischen Verluste, die gestrichelt gezeichnete Kurve mit großer Steigung, ist besonders bei tiefen Frequenzen weniger zutreffend.

Eine weitere Bestätigung erhalten die Berechnungen durch zwei aus dem Schrifttum

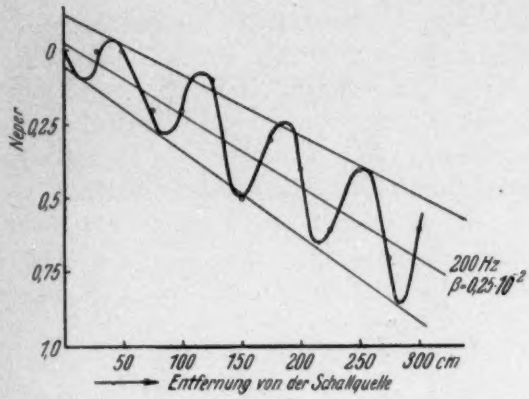

Abb. 7

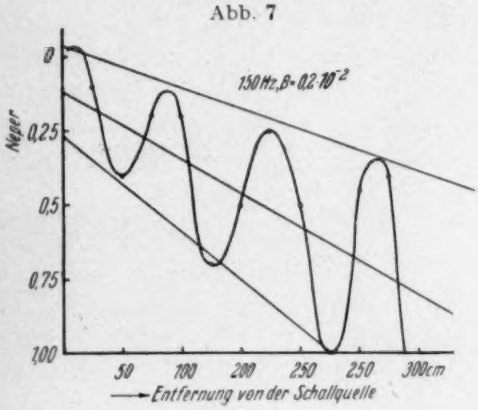

Abb. 8

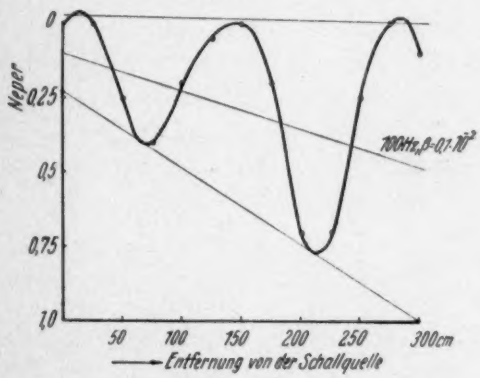

Abb. 9

Abb. 7, 8 u. 9. Bei tiefen Frequenzen bilden sich neben dem durch die Dämpfung bewirkten Abfall des Schalldruckes durch Reflexion am Rohrende mehr und mehr stehende Wellen aus

entnommene Dämpfungskurven von SIVIAN [3]) und BUCHMANN und KEIDEL [11]) [12]). Hierbei

[11]) G. BUCHMANN und L. KEIDEL, Akust. Z. 4 (1938), S. 216.

[12]) Eine kürzlich erschienene Arbeit von J. HARMANS, Akust. Z. 5 (1940), S. 215, enthält Meßergebnisse, durch die ebenfalls durchweg die Berechnung bestätigt wird.

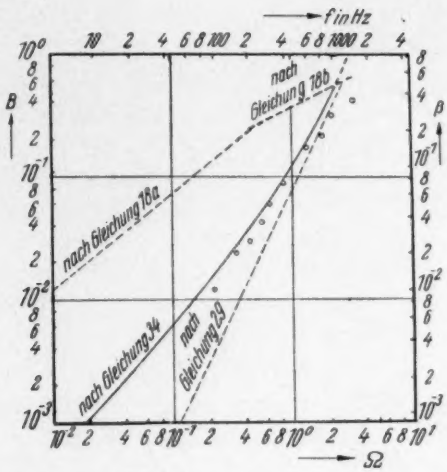

Abb. 10. Berechnete Dämpfung B und β des Rohres in Abhängigkeit von der Frequenz Ω und f. Eingetragen die Meßpunkte

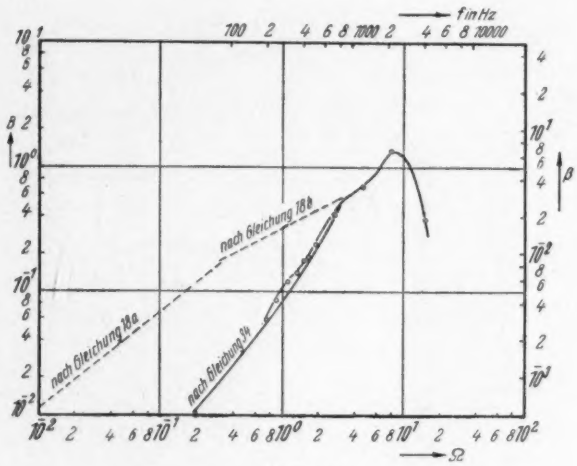

Abb. 11

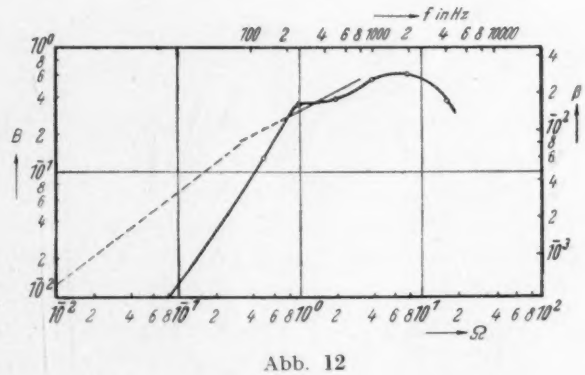

Abb. 12

Abb. 11 u. 12. Vergleich der berechneten Dämpfung mit einer von SIVIAN und BUCHMANN und KEIDEL gemessenen Dämpfungskurve

mußte allerdings der Wert für den Strömungswiderstand des Absorptionsmaterials geschätzt werden, da er nicht angegeben war. Es wurde für Schlackenwolle, die in beiden Fällen verwendet wurde, ein Wert von $r = 50 \frac{g}{cm^3\,sek}$ angenommen. Die Messungen von SIVIAN sind in Abb. 11, die von BUCHMANN und KEIDEL in Abb. 12 dargestellt. In beiden Fällen wird der Kurvenverlauf insbesondere auch das Abbiegen der Dämpfungskurven zu einer anderen Steigung bei höheren Frequenzen gut wiedergegeben. Beide Messungen gehen im übrigen über den Gültigkeitsbereich der Formeln hinaus und zeigen, daß kurz nach dem Erreichen der oberen Grenze eine Wiederabnahme der Dämpfung eintritt, die mit dem in diesem Teil der Arbeit angegebenen Berechnungsverfahren nicht erklärt werden kann.

Für die meisten praktischen Zwecke, insbesondere bei kleinem Rohrdurchmesser und geringer Schichtstärke, dürften aber die bisher angegebenen Formeln völlig ausreichen, zumal es hauptsächlich nur Zweck der Berechnung eines Absorptionsrohres sein kann, Stärke und Bereich der Dämpfung größenordnungsmäßig richtig wiederzugeben, um damit Überraschungen bei der Anwendung der Absorptionsrohre zu vermeiden.

II. Berechnung der Dämpfung im Absorptionsrohr mit Hilfe der Wellengleichung

1. Lösungsansatz

Die Untersuchung der Dämpfung im Absorptionsrohr auf der Grundlage der Wellenausbreitung in den Stoffen, aus denen das Absorptionsrohr zusammengesetzt ist, kann nicht mit der gleichen allgemeinen Gültigkeit geführt werden, wie bei tiefen Frequenzen mit Hilfe des Wandwiderstandes. Man muß sich vielmehr wegen der Erfüllung der Grenzbedingungen an ein ganz bestimmtes Beispiel halten. Hierzu soll eine der einfachsten Anordnungen gewählt werden, nämlich die Schallausbreitung in einer Luftschicht von der Höhe h, die oben und unten von Absorptionsmaterial mit sehr großer Schichtstärke begrenzt wird. (Abb. 13). Experimentell kann man diese Anordnung dadurch verwirklichen, daß man einen Dämpfungskanal aufbaut, der einen sehr schmalen rechteckigen Querschnitt aufweist und dessen Schmalseiten mit Absorptionsmaterial in größerer Schichtstärke ausgelegt sind (Abb. 16). Dadurch entsteht in der Mitte ein Kanal, der von zwei starren und zwei schallschluckenden Wänden gebildet wird. Solange die Wellenlänge des Schalles groß zum Abstand der beiden starren Wände ist, entspricht die Anordnung genau der zu untersuchenden, aus der sie einen Ausschnitt darstellt. Dagegen darf die Wellenlänge klein zum Abstand der beiden schallschluckenden Wände sein. Die Schallausbreitung findet in diesem Fall nur in Richtung der Kanalachse und senkrecht dazu statt, also nur in zwei Dimensionen. Es ist ebensogut möglich, auch das zylindrische Absorptionsrohr zu berechnen, was auf die entsprechenden Zylinderfunktionen führt. Das Schichtmodell zeigt aber bereits alle Eigenschaften des Absorptionsrohres.

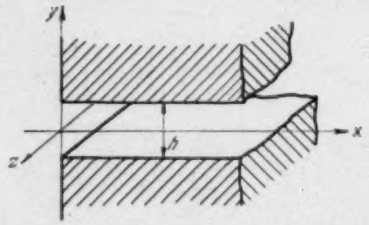

Abb. 13. Zur Berechnung der Dämpfung im Absorptionskanal mit Hilfe der Wellengleichung

Die wellentheoretische Ableitung muß bei tiefen Frequenzen zu denselben Ergebnissen führen, die im ersten Teil mit Hilfe des Wandwiderstandes erhalten wurden. Dagegen kann man bei hohen Frequenzen neue Ergebnisse erwarten, insbesondere eine Erklärung für die beobachtete Erscheinung, daß die Dämpfung nach Erreichung eines Maximums wieder abnimmt und daß eine Verformung der Wellenfront eintritt, wie das schon von v. BÉKÉSY[13]) und JANOVSKY und SPANDÖCK[14]) beobachtet wurde.

[13]) G. v. BÉKÉSY, Z. techn. Phys. 14 (1933), S. 6.
[14]) W. JANOVSKY und F. SPANDÖCK, Akust. Z. 2 (1937), S. 322.

Eine qualitative Erklärung finden die Erscheinungen bereits durch die Betrachtung der Schallausbreitung über einer freien Oberfläche des Absorptionsmaterials. Die Amplitude der unter dem Winkel α zum Einfallslot einfallenden Welle von der Stärke eins, ist nach den bekannten Reflexionsgesetzen

$$R e^{i\varphi} = \frac{n^2 \cos\alpha - \sigma\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}{n^2 \cos\alpha + \sigma\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}, \tag{1}$$

worin n wieder den Brechungsindex mit dem Wert $n = \sqrt{1 - i\frac{r}{\omega\varrho}}$ bezeichnet. Bei tiefen Frequenzen ist $|n| > 1$ und zu jedem endlichen Einfallswinkel α gibt es eine genügend tiefe Frequenz, von der ab der erste Ausdruck im Zähler und Nenner überwiegt, so daß

$$R e^{i\varphi} \to +1 \tag{2}$$

geht. Der Schluckgrad $s = 1 - |R^2|$ verschwindet also bei tiefen Frequenzen, demgemäß auch die Dämpfung der Welle. Die reflektierte Welle ist in Phase mit der einfallenden und oberhalb des Absorptionsmaterials tritt Verdoppelung des Schalldruckes ein. Das Ergebnis ist das gleiche, wie wenn der Wandwiderstand gegen unendlich geht.

Bei hohen Frequenzen $\omega\varrho > r$ strebt $|n| \to 1$. Bei fast streifendem Einfall $\alpha \approx 90^0$ tritt nun wiederum ein Verschwinden des Schluckgrades ein, diesmal aber weil der zweite Ausdruck in Zähler und Nenner von (1) überwiegt. Die reflektierte Amplitude strebt gegen

$$R e^{i\varphi} \to -1. \tag{3}$$

Der Schluckgrad verschwindet also mit streifendem Einfall bei hohen Frequenzen nochmals, und die Dämpfung der Wellenausbreitung geht gegen Null. Gleichzeitig ist aber die reflektierte Welle in Gegenphase und interferiert mit der einfallenden derart, daß an der Oberfläche das Feld ausgelöscht wird.

Hiermit sind die beobachteten Erscheinungen zwar geklärt, aber noch nicht gelöst. Hierzu dient der Ansatz und die Lösung der vollständigen Wellengleichung für den Absorptionskanal.

Für den freien Querschnitt in der Mitte des Absorptionskanals gilt die Differentialgleichung

$$\Delta\varphi + k^2\varphi = 0. \tag{4}$$

Hierin bedeutet φ das Geschwindigkeitspotential und k_0 die Wellenzahl $\frac{\omega}{c}$. Aus dem Geschwindigkeitspotential erhält man in bekannter Weise den Schalldruck p und die Schnelle v_n durch die Beziehungen

$$p = -i\omega\varrho\varphi\,; \quad v_n = \frac{\partial\varphi}{\partial u}. \tag{5}$$

Im Absorptionsmaterial gilt eine ähnliche Differentialgleichung, in der nur an Stelle von k_0

$$k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - i\frac{r}{\omega\varrho}} = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - i\frac{R}{\Omega}} \tag{6}$$

zu setzen ist. Schalldruck und Schallschnelle ergeben sich aus der Beziehung [5]).

$$p = -i\omega\varrho\left(1 - i\frac{R}{\Omega}\right)\varphi\,; \quad v_u = \frac{\partial\varphi}{\partial u}. \tag{7}$$

Da das Problem zweidimensional ist, lautet (4) in rechtwinkligen Koordinaten x und y

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + k_0^2\varphi = 0. \tag{8}$$

Man macht für die Lösung den Ansatz

$$\varphi = \varphi_x \cdot \varphi_y \tag{9}$$

in dem φ_x und φ_y zwei Funktionen sind, die nur von x bzw. y abhängen. Hiermit wird aus (8)

$$\frac{\partial^2\varphi_x}{\partial x^2}\cdot\frac{1}{\varphi_x} + \frac{\partial^2\varphi_y}{\partial y^2}\cdot\frac{1}{\varphi_y} + k_0^2 = 0. \tag{10}$$

Mit einer, ihrem Werte nach beliebigen Größe ν^2 spaltet sich die Gleichung in zwei simultane Differentialgleichungen nach den Koordinaten x und y auf.

$$\begin{aligned} \frac{\partial\varphi_x}{\partial x} + (k_0^2 - \nu^2)\varphi_x &= 0, \\ \frac{\partial^2\varphi_y}{\partial y^2} + \nu^2\varphi_y &= 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Als Partikularlösung für φ_x ist

$$\varphi_x = e^{-i\sqrt{k_0^2 - \nu^2}\,x} \tag{12}$$

zu nehmen, die einer in Richtung der positiven X-Achse fortschreitenden Welle entspricht. Eine Wellenbewegung in entgegengesetzter Richtung kann nicht auftreten, da sich der Kanal ins Unendliche erstreckt und nirgends eine Stoßstelle aufweist.

Für φ_y lautet die Partikularlösung aus Symmetriegründen

$$\varphi_y = \cos\nu y. \tag{13}$$

Nach dem Ansatz (9) ist somit eine den Bedingungen des Problems entsprechende Lösung

für den freien Querschnitt

$$\varphi = A_0 \cos \nu\, y\, e^{-i\sqrt{k_1^2-\nu^2}\,x}. \tag{14}$$

Hierin ist A_0 eine die Stärke des Wellenvorganges angebende Konstante, während die unbekannte Größe ν aus den Grenzbedingungen zu bestimmen ist.

Die im Kanal befindliche Welle dringt in das Wandmaterial ein und breitet sich dort gemäß der Materialkonstanten k_1 aus. Für diesen Vorgang lautet die Differentialgleichung:

$$\Delta \psi + k_1^2 \psi = 0. \tag{15}$$

Mit dem Ansatz

$$\psi = \psi_x \cdot \psi_y \tag{16}$$

führt dies wieder auf ein simultanes Gleichungssystem.

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} - \gamma^2 \psi_x = 0 \\ &\frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} - \delta^2 \psi_y = 0 \end{aligned} \qquad -\gamma^2 - \delta^2 = k_1^2. \tag{17}$$

Die Größen γ^2 und δ^2 wurden hier mit negativem Vorzeichen eingeführt, um den formalen Anschluß an die Definition der Fortpflanzungskonstanten $\gamma = \beta + i\,\alpha$ zu erhalten.

Als Partikularlösungen ergeben sich hier gemäß den möglichen Ausbreitungsformen

$$\begin{aligned} \psi_x &= e^{-\gamma x} = e^{-\beta x - i\alpha x} \\ \psi_y &= e^{-\delta y} = e^{-i\sqrt{k_1^2+\gamma^2}\,y} && y>0 \\ \psi_y &= e^{+\delta y} = e^{+i\sqrt{k_1^2+\gamma^2}\,y} && y<0, \end{aligned} \tag{18}$$

wobei in $\delta = i\sqrt{k_1^2+\gamma^2}$ die Wurzel mit negativem Imaginärteil zu nehmen ist. Eine allgemeine Lösung für das Absorptionsmaterial lautet somit:

$$\begin{aligned} \psi &= C\, e^{-i\sqrt{k_1^2+\gamma^2}\,y} \cdot e^{-\gamma x} && y>0 \\ &= C\, e^{+i\sqrt{k_1^2+\gamma^2}\,y} \cdot e^{-\gamma x} && y<0. \end{aligned} \tag{19}$$

Die Erfüllung der Grenzbedingung längs der Oberfläche des Kanals verlangt, daß die Abhängigkeit von φ und ψ in X-Richtung gleich ist, d. h. aus (14) und (19) folgt

$$\gamma = i\sqrt{k_0^2-\nu^2}. \tag{20}$$

Da weiter zwischen k_1 und k_0 noch die Beziehung (6) besteht, so ergibt sich aus (17)

$$\delta = i\sqrt{k_1^2+\gamma^2} = i\sqrt{\nu^2 - i\,k_0^2\frac{R}{\Omega}}, \tag{21}$$

wobei die Wurzel wiederum mit negativem Imaginärteil zu nehmen ist. Hiermit wird die allgemeine Lösung (19) im Absorptionsmaterial

$$\begin{aligned} \psi &= C\, e^{-i\sqrt{\nu^2 - i k_0^2\frac{R}{\Omega}}\,y} \cdot e^{-i\sqrt{k_1^2-\nu^2}\,x} && y>0 \\ &= C\, e^{+i\sqrt{\nu^2 - i k_0^2\frac{R}{\Omega}}\,y} \cdot e^{-i\sqrt{k_1^2-\nu^2}\,x} && y<0. \end{aligned} \tag{22}$$

Die Grenzbedingungen, deren Erfüllung in X-Richtung auf diese Weise gesichert ist, verlangen nun für $y = \pm\frac{h}{2}$ Gleichheit des Druckes und Gleichheit der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente unter Berücksichtigung der Flächenverengung durch die Porosität.

$$p_0 = p_1; \quad v_{y0} = \sigma\, v_{y1}. \tag{23}$$

Mit Hilfe der Beziehung (7) wird hierin das Geschwindigkeitspotential eingeführt und man erhält die Grenzbedingungen in der Form

$$k_0^2 \varphi = k_1^2 \psi; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \sigma \frac{\partial \psi}{\partial y}. \tag{24}$$

Aus (14) und (22) ergeben sich somit für die Stelle $y = +\frac{h}{2}$ die Bestimmungsgleichungen für ν

$$\begin{aligned} &A\, k_0^2 \cos \nu \frac{h}{2} = C\, k_1^2\, e^{-i\sqrt{\nu^2 - i k_0^2\frac{R}{\Omega}}\,\frac{h}{2}} \\ &-A\, \nu \sin \nu \frac{h}{2} \\ &= -i\,\sigma\, C \sqrt{\nu^2 - i\, k_0^2 \frac{R}{\Omega}}\, e^{-i\sqrt{\nu^2 - i k_0^2\frac{R}{\Omega}}\,\frac{h}{2}}. \end{aligned} \tag{25}$$

Durch Division entsteht daraus die transzendente Gleichung

$$\nu \operatorname{tg} \nu \frac{h}{2} = i\,\sigma \frac{k_0^2}{k_1^2} \sqrt{\nu^2 - i\, k_0^2 \frac{R}{\Omega}} \qquad h>0. \tag{26}$$

Für die Stelle $y = -\frac{h}{2}$ erhält man dagegen

$$-\nu \operatorname{tg} \nu \frac{h}{2} = i\,\sigma \frac{k_0^2}{k_1^2} \sqrt{\nu^2 - i\, k_0^2 \frac{R}{\Omega}} \quad h<0, \tag{27}$$

wie es aus Symmetriegründen auch sein muß. Multipliziert man noch beide Seiten mit $\frac{h}{2}$ und führt außer den bisher verwendeten dimensionslosen Größen noch die neue

$$\nu \frac{h}{2} = N \tag{28}$$

ein, so erhält man als Bestimmungsgleichung für N

$$\boxed{N \operatorname{tg} N = \frac{i\,\sigma}{1 - i\frac{R}{\Omega}} \sqrt{N^2 - i\,\frac{R\,\Omega}{4}}}. \tag{29}$$

Hierin steht N an Stelle von ν, Ω an Stelle der Frequenz ω und R an Stelle des spezifischen Strömungswiderstandes r.

Ist N durch Auflösung der Gleichung (29) gefunden, so erhält man die dimensionslose Fortpflanzungskonstante vermittels der Beziehung (20) zu

$$\Gamma = B + iA = h\gamma = ih\sqrt{k_0^2 - \nu^2} = i\sqrt{\Omega^2 - 4N^2}, \tag{30}$$

also die Dämpfungskonstante und die Phasenkonstante zu

$$B = \text{Realteil}\,[i\sqrt{\Omega^2 - 4N^2}]$$
$$A = \text{Imaginärteil}\,[i\sqrt{\Omega^2 - 4N^2}]. \tag{31}$$

2. Lösungsverfahren

a) Asymptotische Lösung für tiefe und für hohe Frequenzen.

Um die Größe N aus Gleichung (29) zu finden, kann man im Prinzip ein ähnliches graphisches Verfahren einschlagen wie im Reellen. Man zeichnet über der komplexen N-Ebene die Funktionengebirge der linken und rechten Seite der Gleichung und sucht auf den Durchdringungslinien beider, in denen sie den gleichen Betrag haben, diejenige Stelle auf, an der sie auch das gleiche Argument haben. Dieser Wert N erfüllt zugleich beide Funktionen und ist eine Lösung der Gleichung.

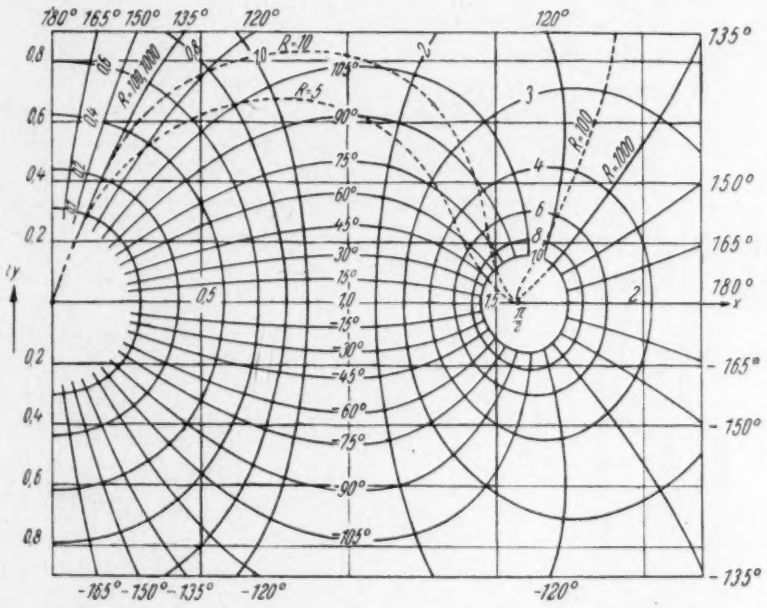

Abb. 14. Relief der Funktion N tg N in der komplexen Zahlenebene

Das Relief der Funktion N tg N ist in Abb. 14 dargestellt[15]). Auf der reellen Achse hat die Funktion die Periode π und wird an den Stellen $\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$ usw. unendlich. Die rechte Seite der Gleichung (29) stellt im wesentlichen eine Fläche dar, deren Höhe von R und Ω abhängt. Die Wurzel der Gleichung, die Eigenwerte des Problems, konzentrieren sich also besonders bei großen Beträgen um die Stellen $N = \frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$ usw.

Die höheren Eigenwerte zeichnen sich vor allem dadurch aus, daß ihr Realteil immer größer wird, während sich der Imaginärteil unwesentlich ändert. Nach (31) ist daher die Dämpfung der Wellenformen, die höheren Eigenwerten entsprechen, immer größer als die des niedrigsten Eigenwertes. Dieser wird daher auf die weiteste Entfernung übertragen, die höheren Eigenwerte klingen bereits vorher ab. Ebenso verliert sich die Anregungsform der Welle am Eingang des Absorptionsrohres, die durch Überlagerung aller Eigenwerte dargestellt wird, mit der Entfernung von der Schallquelle. In großer Entfernung, auf die wir uns im folgenden beschränken, ist die Wellenform also unabhängig von der Anregung nur durch den niedrigsten Eigenwert bestimmt. Die kritische Entfernung ist um so größer, je kleiner die Dämpfung ist. Im Rohr mit absolut starren Wänden befindet man sich in jeder endlichen Entfernung noch im „Nahfeld" der Schallquelle. Die Unterscheidung zwischen Nahfeld und Fernfeld fällt natürlich fort, wenn die Anre-

[15]) Es wurde durch ein zeichnerisches Verfahren aus den Funktionen N und tg N gewonnen. Die Genauigkeit ist daher beschränkt.

gung selbst bereits in Form des niedrigsten Eigenwertes erfolgt.

Zur asymptotischen Berechnung des niedrigsten Eigenwertes N zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ kann man folgendermaßen vorgehen. Es ist aus (29) ersichtlich, daß für

$$\begin{aligned} &\Omega \to 0\ , \quad N \to 0 \\ &\Omega \to \infty\ , \quad N \to \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \tag{32}$$

Behandelt man nun bei tiefen Frequenzen N als kleine Größe und ersetzt den Tangens durch den Winkel, so folgt aus (29)

$$N^2 = -\frac{\Omega}{R}\sqrt{N^2 - i\frac{R\Omega}{4}}. \tag{33}$$

Diese Bestimmungsgleichung für N^2 kann bis etwa $N^2 = 0{,}5$ benutzt werden. Gleichzeitig wurde angenommen, daß $\Omega < R$ ist. Die Auflösung nach N^2 liefert

$$N^2 = \frac{\Omega^2}{2R^2}\left(1 - \sqrt{1 - i\frac{R^3}{\Omega}}\right). \tag{34}$$

Solange $\frac{R^3}{\Omega} > 1$ ist, d. h. im wesentlichen solange $R < 1$ ist, erhält man

$$N^2 = -\sqrt{\frac{\Omega^3}{8R}}(1 - i) \tag{35}$$

und nach (31)

$$B = \text{Realteil}\left[i\Omega\sqrt{1 + \frac{4}{\sqrt{8R\Omega}}(1 - i)}\right]. \tag{36}$$

Dies führt auf

$$\begin{aligned} B &= 0{,}46\sqrt[4]{\frac{2\Omega^3}{R}} && R\Omega < 2 \\ &= \sqrt{\frac{\Omega}{2R}} && R\Omega > 2\,. \end{aligned} \tag{37}$$

Dies sind genau die Ausdrücke (18a und b) des ersten Teils, wenn man das Quermaß Φ mit dem Wert $^1/_2$ einsetzt, wie es sich für den vorliegenden rechteckigen Kanal von der Höhe h und der Breite y ergibt, wenn y gegen unendlich geht. Der Anschluß an die früheren Werte ist also bei tiefen Frequenzen vollständig hergestellt. Besonders zu bemerken ist die Tatsache, daß der Anstieg der Dämpfung bei hohen Strömungswiderständen weit über die frühere Grenze $\Omega = \pi$ erfolgt, also auch bei Frequenzen, deren halbe Wellenlänge größer als die Kanalhöhe h ist. Hierbei ist daran zu erinnern, daß wir uns nur mit der Dämpfung des niedrigsten Eigenwertes in großer Entfernung von der Schallquelle beschäftigen.

Zur asymptotischen Berechnung der Dämpfung bei sehr hohen Frequenzen ersetzt man mit gleicher Berechtigung N durch $\frac{\pi}{2} - \varepsilon$ und behandelt ε als kleine Größe. Da

$$\text{tg}\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right) = \text{ctg}\,\varepsilon = \frac{1}{\text{tg}\,\varepsilon} \approx \frac{1}{\varepsilon} \tag{38}$$

ist, so ergibt sich als Näherung bei hohen Frequenzen aus Gleichung (29) mit Vernachlässigung von σ

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2\varepsilon} &= \frac{i}{1 - i\frac{\Omega}{\Omega}}\sqrt{\frac{R\Omega}{8}}(1 - i) \\ N &= \frac{\pi}{2}\left[1 - \sqrt{\frac{2}{R\Omega}}\left(1 - \frac{R}{\Omega}\right)\right. \\ &\qquad \left. + i\sqrt{\frac{2}{R\Omega}}\left(1 + \frac{R}{\Omega}\right)\right] \end{aligned} \tag{39}$$

und bei sehr hohen Frequenzen

$$N = \frac{\pi}{2}\left(1 + i\sqrt{\frac{2}{R\Omega}}\right), \tag{40}$$

hieraus die Dämpfung

$$B = \pi^2\sqrt{\frac{2}{R\Omega^3}}. \tag{41}$$

Hiermit haben wir das vermutete Ergebnis, daß die Dämpfung bei steigender Frequenz wieder abnimmt. Bei der Entwicklung des Ausdruckes (41) wurde vorausgesetzt, daß $\Omega < R$ und $R\Omega < \pi^2$ ist. Der Abfall der Dämpfung setzt um so früher ein, je niedriger der Strömungswiderstand ist. Aus diesem Grunde hat man die Erscheinung praktisch zuerst an Absorptionsrohren festgestellt, die mit einem Material von geringem Strömungswiderstand ausgekleidet waren und einen großen lichten Durchmesser hatten.

b) Fortsetzung der Lösung im mittleren Frequenzgebiet.

Die Berechnung des Dämpfungsverlaufs im mittleren Frequenzbereich kann mit Hilfe des Tangensreliefs ausgeführt werden. Hierzu geht man zweckmäßigerweise von Gleichung (29) bei sehr hohen Frequenzen und Strömungswiderständen aus. Da N^2 beschränkt ist, kann man es dann gegenüber $\frac{R\Omega}{4}$ vernachlässigen. Durch Einsetzen der Werte von R und Ω erhält

man daher den Wert von N tg N und aus dem Relief den zugehörigen Wert von N. Aus (31) folgen dann sofort die Dämpfungs- und Phasenkonstanten. Der Weg, den die Lösung in N der N-Ebene mit abnehmender Frequenz für die Strömungswiderstände $R = 1000,\ 100,\ 10$ nimmt, ist in Abb. 14 gestrichelt eingetragen. Er geht von $\frac{\pi}{2}$ aus im Bogen nach links zu Werten N tg $N \approx 1 \cdot e^{i\,135°}$. Dementsprechend nimmt die Dämpfung zuerst rasch zu, erreicht ein Maximum im höchsten Punkt des N-Weges und nimmt wieder langsamer ab. Die Dämpfungskurven für $R = 1000$ und 100 in Abb. 15 wurden auf diese Weise erhalten.

Bei kleineren Strömungswiderständen, bei denen nicht mehr $\frac{R\,\Omega}{4} > N^2$ ist, kann ein Näherungsverfahren angewandt werden, indem man zunächst einen Wert von N etwa durch Extrapolieren des bisherigen Kurvenverlaufs schätzt, in Gleichung (29) einsetzt und eine erste Näherung N tg N erhält. Durch mehrmalige Wiederholung des Verfahrens findet man einen genügend genauen Wert von N, der die Gleichung erfüllt.

Bei tiefen Frequenzen, bei denen N^2 von gleicher Größenordnung wie $\frac{R\,\Omega}{4}$ ist, kann man wieder tg $N = N$ setzen und erhält wie in (34) durch Auflösung der quadratischen Gleichung (29) jedoch ohne weitere Vernachlässigungen

$$N^2 = -\frac{1}{2}\,\frac{1}{\left(1 - i\,\frac{R}{\Omega}\right)^2} \times \left(1 - \sqrt{1 + R^2\left[2 + i\left(\frac{R}{\Omega} - \frac{R}{\Omega}\right)\right]}\right). \tag{42}$$

Dies liefert den Dämpfungsverlauf bei tiefen Frequenzen etwas genauer als die asymptotischen Ausdrücke und zugleich die Fortsetzung des Weges in der N-Ebene bis zum Wert $N = 0$.

In Abb. 15 sind die Dämpfungskurven des Absorptionskanals für die Strömungswiderstände $R = 10$, 100 und 1000 wiedergegeben. Sie zeigen deutlich den Vorteil des Materials mit niedrigem Strömungswiderstand. Hier ist das Dämpfungsmaximum breiter und höher und bei tieferen Frequenzen als bei Stoffen mit hohem Strömungswiderstand. Allerdings ist auch die notwendige Schichtstärke entsprechend größer.

Absorptionsrohre mit anderen Querschnittsformen zeigen ein ganz ähnliches Verhalten. Wegen des steileren Anstiegs der Dämpfung kurz vor dem Dämpfungsmaximum vergleiche man auch die gemessenen Dämpfungskurven in Abb. 11 und 12.

Ein interessantes Verhalten zeigt die Phasenkonstante. Im Gebiet tiefer Frequenzen, in dem die Dämpfung ansteigt, ist die Phasen-

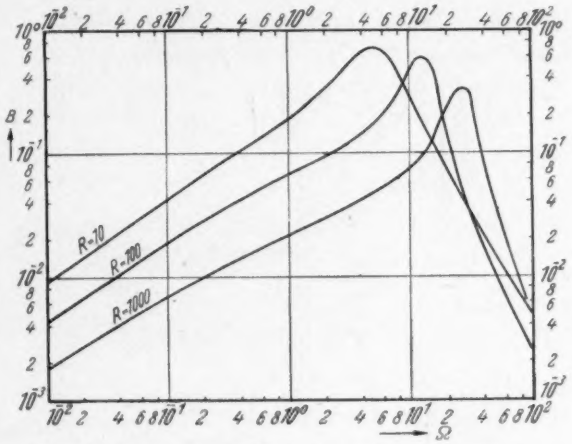

Abb. 15. Dämpfung B des Absorptionskanals für verschiedene Strömungswiderstände des Wandmaterials

konstante größer als Ω, d. h. die Phasengeschwindigkeit im Kanal kleiner als in Luft. Mit steigender Frequenz nimmt die Phasengeschwindigkeit zu, um etwa im höchsten Punkt der Dämpfungskurve gleich der Schallgeschwindigkeit zu werden. Im Gebiet der abnehmenden Dämpfung ist sie größer als die Schallgeschwindigkeit und nähert sich dieser wieder mit wachsender Frequenz.

Aus den Formeln (14) und (19) ergibt sich auch sofort die Feldverteilung im freien Querschnitt und im Absorptionsmaterial. Bei tiefen Frequenzen ist $\nu \approx 0$ und daher der Schalldruck über den freien Querschnitt annähernd konstant. Im Absorptionsmaterial nimmt er ganz schwach nach einer Exponentialfunktion ab. Bei hohen Frequenzen ist $\nu \approx \frac{\pi}{h}$ und die Schallverteilung im Kanal ungefähr durch $\cos \frac{\pi}{h}\,y$ beschrieben, also derart, daß der Schalldruck in der Mitte am größten und am Rande fast

Null ist. Dies entspricht der von v. BÉKÉSY [13]) und JANOVSKY und SPANDÖCK [14]) beobachteten Abnahme der Schallintensität über schallschluckenden Flächen.

Eine experimentelle Bestätigung für Schalldämpfung und Feldverteilung im Absorptionskanal wurde durch folgenden Versuch erbracht: Als Absorptionskanal diente ein flacher, aus Holz hergestellter Kanal von 4 m Länge, 60 cm Breite und 5 cm Höhe (Abb. 16). An den Seiten des Kanals wurden Wattebahnen von etwa 17 cm Breite eingelegt, so daß zwischen ihnen eine lichte Weite von 27 cm bestand. Es konnte auf diese Weise in einem schmalen Ausschnitt die Schallausbreitung und die Feld-

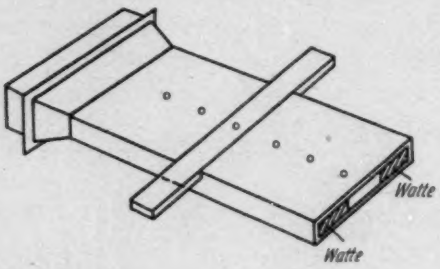

Abb. 16. Meßanordnung zur Bestimmung der Dämpfung und der Verteilung des Schalldruckes über der Höhe des Absorptionskanals

verteilung in einem Absorptionskanal von 27 cm Höhe gemessen werden, der dem berechneten Fall entsprach. Die Anregung erfolgte am Anfang des Kanals durch eine Riffelfalte, einen elektrodynamischen Lautsprecher mit langgestreckter rechteckiger Membran, die eine annähernd gleichmäßige Anregung über den Kanalquerschnitt gewährleistete. Zur Messung der Dämpfung waren auf der Mittellinie des Kanals im Abstand von 20 cm Löcher in der Wandung angebracht, in die ein Kondensatormikrophon eingesetzt werden konnte. Normalerweise waren diese Löcher durch Stopfen verschlossen. Zur Messung der Querverteilung des Schalldruckes diente eine quer verschiebbare Lade, auf der ein Mikrophon befestigt war. Die Anordnung ist in Abb. 16 skizziert.

Der Verlauf des Schalldrucks über den Querschnitt des Kanals ist aus Abb. 17 zu ersehen. Die Kurven wurden berechnet, wobei für R ein Wert von 5 angenommen wurde, der einem Strömungswiderstand $r = 7$ für Watte entspricht. Die Meßpunkte geben den charakteristischen Verlauf der Kurven durchaus wieder.

Die Dämpfung wurde wieder in gleicher Weise wie bei den Versuchen im ersten Teil aus

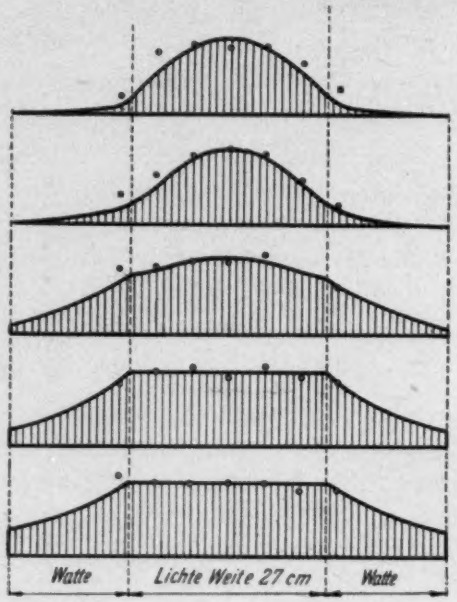

Abb. 17. Verlauf des Schalldruckes über der Kanalhöhe bei verschiedenen Frequenzen. Meßpunkte und berechnete Kurven

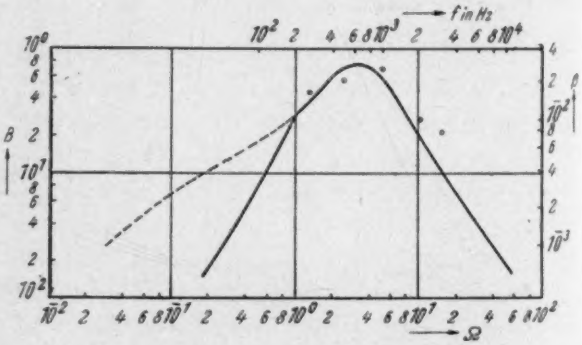

Abb. 18. Dämpfung des Absorptionskanals. Meßpunkte und berechnete Kurve

der Abnahme des Schalldrucks auf der Mittellinie des Kanals bestimmt. Die Meßpunkte sind in Abb. 18 zusammen mit der berechneten Dämpfungskurve wiedergegeben. Bei tiefen Frequenzen erfolgte die Rechnung nach der Formel (34) des ersten Teils, bei mittleren und hohen Frequenzen nach dem oben angegebenen Verfahren für den geschätzten Wert $R = 5$.

Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird die Schalldämpfung in Absorptionsrohren mit Hilfe des Wandwiderstandes behandelt. Die Betrachtungsweise gilt nur für tiefe Frequenzen, bei denen der Strömungswiderstand r im Absorptionsmaterial den Trägheitswiderstand $\omega\varrho$ überwiegt. Ist das Absorptionsmaterial von sehr großer Schichtstärke, so steigt die Dämpfung im Bereich tiefster Frequenzen mit $\omega^{\frac{3}{4}}$ (18a), bei höheren Frequenzen und großen Strömungswiderständen mit $\omega^{\frac{1}{2}}$ (18b) an. Die Dämpfung ist um so höher, je kleiner der Strömungswiderstand ist. Die Zusammenhänge werden mit dimensionslosen Größen (11) dargestellt. Geringe Schichtstärke des Absorptionsmaterials bewirkt einen raschen Abfall der Dämpfung mit ω^2 nach tiefen Frequenzen (29). Hierbei macht sich noch eine zusätzliche Dämpfung durch den Wärmefluß im Absorptionsmaterial bemerkbar, die in einem Korrektionsglied berücksichtigt wird (34).

Im zweiten Teil wird das Problem wellentheoretisch behandelt, und zwar die Schallausbreitung in einem Kanal zwischen zwei Schichten von Absorptionsmaterial. Für tiefe Frequenzen ergeben sich dieselben Ausdrücke wie im ersten Teil. Neu hinzu tritt das Ergebnis, daß die Dämpfung nach Überschreitung eines Höchstwertes bei sehr hohen Frequenzen wieder abnimmt und zwar mit $\omega^{-\frac{3}{2}}$. Gleichzeitig tritt eine Verformung der Wellenfront, ein derart, daß die Schallstärke in der Mitte des Kanals am größten ist und nach der Wandung zu abnimmt. Diese Wellenfront ist erst in größerer Entfernung von der Schallquelle vorhanden und ist unabhängig von der jeweils gegebenen Anregungsform am Anfang des Kanals. Nur in der Nähe der Schallquelle wird die Anregungsform mehr oder weniger wiedergegeben. Diese Aussagen folgen aus dem Verhalten der Lösung einer komplexen transzendenten Gleichung (29), für die näherungsweise Lösungsverfahren bei tiefen und hohen Frequenzen und im gesamten Frequenzbereich angegeben werden. Eigene Versuche und aus dem Schrifttum entnommene Beispiele bekräftigen die Berechnungen über die Größe der Dämpfung und die Wellenform.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. E. MEYER, danke ich für sein stetes Interesse an der Arbeit, für seine Unterstützung und für die Überlassung eines Meßgerätes. Zu danken habe ich auch besonders Herrn Dr.-Ing. habil. L. CREMER, der sich für das Problem sehr interessiert hat und dem ich wertvolle Anregungen verdanke. *(Eingegangen am 18. Dezember 1940.)*

Versuche über die Entstehung der Druckstöße bei der Kavitation

Von H. G. Möller und A. Schoch

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 8 Textabbildungen)

I. Einleitung

Unter Kavitation versteht man bekanntlich das Auftreten von Hohlräumen im Innern einer Flüssigkeit, wenn die Zerreißfestigkeit der Flüssigkeit durch genügende Verminderung des Drucks unterschritten wird. Optisch ist dies an der Bildung von Blasen und Schaum zu erkennen. Der Zerreißwert des Drucks ist durch den Dampfdruck der Flüssigkeit bestimmt, vorausgesetzt, daß in der Flüssigkeit „Keime" in Form kleiner Gasblasen vorhanden sind, an denen die Phasenumwandlung einsetzen kann. Sind solche Keime nicht vorhanden, dann kann der Dampfdruck unterschritten werden, ohne daß sich Hohlräume bilden, unter Umständen so weit, daß

die Flüssigkeit sogar unter Zugspannung steht[1]).

Am häufigsten tritt Kavitation auf der Unterdruckseite der Strömung um Schiffsschrauben und in Turbinen auf. Auch bei der Strömung einer Flüssigkeit durch enge Düsen (Wasserstrahlpumpe) ist sie leicht zu beobachten. Ferner entsteht Kavitation, wenn man in einer Flüssigkeit Schall erzeugt von so hohem Wechseldruck, daß in der Unterdruckphase die Zerreißgrenze unterschritten wird (Schwingungskavitation). So hohe Wechseldrucke sind in Flüssigkeiten wegen des hohen Schallwellenwiderstandes mit verhältnismäßig kleinen Leistungen zu erzeugen.

Als Folge der Kavitation tritt Erosion an festen Stoffen ein, die sich mit der Flüssigkeit in der Umgebung des Kavitationsgebiets in Berührung befinden. Die Materialzerstörung nimmt bei starker Kavitation außerordentliche Ausmaße an, wie von Schiffsschrauben und Turbinen bekannt ist. Nachdem lange Zeit ungeklärt war, ob es sich bei der zerstörenden Wirkung der Kavitation um einen rein mechanischen Vorgang handelt, oder ob auch chemische Vorgänge wesentlich mitspielen, scheint heute klar zu sein, daß die Erosion rein mechanisch bewirkt wird. Wie nämlich ACKERET und DE HALLER[2])[3]) zeigten, kann man Erosion an festen Körpern rein mechanisch erzeugen, indem man Stoßwellen durch Vermittlung einer Flüssigkeit auf sie einwirken läßt. Die Stoßwellen wurden bei ihren Versuchen durch Hammerschläge auf einen Kolben erzeugt, und die Kavitation durch hohen statischen Druck vermieden. Diese Erosion kann man so erklären: Sind in der festen Oberfläche Poren vorhanden, dann dringt die Flüssigkeit in diese ein und durch Keilwirkung bricht sie Teilchen aus der Oberfläche heraus, wenn sie unter plötzlichen Druck gesetzt wird. Für diese Vorstellung spricht, daß die Erosion an rauhen Flächen stärker ist als an glatten und um so stärker, je mehr in das Gefüge des Stoffs weiche Teilchen eingelagert sind. Für die Wirkung scheint dabei die Geschwindigkeit des Druckanstiegs bzw. die Steilheit der Wellenfront wesentlich zu sein. — Auch die Erosion durch Tropfenschlag kann hier als Beispiel angeführt werden.

Stoßwellen treten nun auch als Folge der Kavitation auf. Lord RAYLEIGH hat dazu eine Theorie gegeben[4]), die auf folgendem Gedankengang beruht: Ein kugelförmiger Hohlraum in der Flüssigkeit muß, wenn er unter Druck gesetzt wird, rasch zusammenschrumpfen. Sieht man diese Schrumpfungsbewegung als radialsymmetrische Strömung an, dann ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsteilchen umgekehrt proportional zu r^2, wo r der Abstand vom Mittelpunkt des Hohlraums ist. Dies folgt aus der Kontinuitätsgleichung für eine inkompressible Flüssigkeit. Für die Flüssigkeitsteilchen an der Grenze des Hohlraums strebt r gegen null, die Geschwindigkeit somit gegen unendlich. Diese große Geschwindigkeit wird plötzlich gebremst, wenn der Radius des Hohlraums auf null zusammengeschrumpft ist. Die starke Verzögerung bedingt das Auftreten eines Druckstoßes, der sich von dem Hohlraumzentrum aus als Kugelwelle („Implosionswelle") in der Flüssigkeit ausbreitet. Die Höhe des Druckstoßes ergibt sich unendlich groß, wenn man die Flüssigkeit als inkompressibel betrachtet. Unter der Berücksichtigung der endlichen Kompressibilität und des Dampfdrucks der Flüssigkeit in dem Hohlraum erhält RAYLEIGH für Wasser Maximaldrucke von größenordnungsmäßig 10000 at (übrigens unabhängig von der Anfangsgröße des Hohlraums).

In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung von der Entstehung der Druckstöße ist die Erfahrung, daß die Erosion bei der Strömung durch Düsen in demjenigen Gebiet auftritt, wo der hydrodynamische Druck wieder ansteigt und Blasen und Schaum verschwinden. Außerdem tritt dabei ein starkes zischendes Geräusch

[1]) M. VOLMER, Kinetik der Phasenbildung, Dresden 1939.

[2]) J. ACKERET und P. DE HALLER, Schweiz. Bauztg. 108 (1936), S. 105.

[3]) Handbuch der Werkstoffprüfung, hrsg. von E. SIEBEL, Bd. 2, Artikel von P. DE HALLER über Kavitationserosion.

[4]) Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. (6) 34 (1917), S. 94.

ein, das man auf die rasche Folge der entstehenden Druckstöße zurückführen muß.

H. MUELLER stellte vom Entstehen und Verschwinden der Blasen Zeitlupenfilme her[5]). Seine Filme zeigen, daß die Blasen tatsächlich verhältnismäßig plötzlich verschwinden, wobei sie sich allerdings nicht konzentrisch, sondern auf dem Wege einer Abplattung zusammenzuziehen scheinen, im Gegensatz zur RAYLEIGHschen Voraussetzung. Das hat zur Folge, daß die Druckstöße bei RAYLEIGHS Rechnung zu groß ausfallen.

H. SCHARDIN und W. STRUTH[6]) konnten durch funkenkinematographische Aufnahmen die Implosionswellen direkt nachweisen, die beim Zusammenfallen von Luftblasen in Wasser entstehen, das unter plötzlichen Überdruck gesetzt wird. Aus den Aufnahmen geht hervor, daß die Implosionswellen tatsächlich eine sehr steile Wellenfront haben.

Andere Versuche zum Nachweis der Druckstöße wurden von P. DE HALLER[7]) und HUNSAKER[8]) unternommen. Beide untersuchten die Kavitation in Wasser, das durch eine Düse strömte. P. DE HALLER baute in die Kavitationszone eine piezoelektrische Druckmeßzelle ein und nahm den Druckverlauf oszillographisch auf. Es zeigten sich Druckstöße, die mit einer Frequenz von 20000 bis 25000 Hz aufeinander folgten. Ihr Spitzenwert nahm mit dem Staudruck zu und erreichte rund 200 at bei 50 at Staudruck. Die piezoelektrische Zelle war so gebaut, daß ein kleiner in der Zellenwand beweglicher Kolben von etwa 1 mm Durchmesser auf einen Quarzstab von 2 cm Länge wirkte. Die Eigenfrequenz dieses Systems wird zu 50000—60000 Hz angegeben. HUNSAKER verwendet zur Aufnahme des Druckverlaufs Telephone, elektrodynamische und Kohledruckindikatoren. Er beobachtete ebenfalls etwa periodisch erfolgende Druckstöße. Die Periode war stark abhängig von den Dimensionen der Düse, der Strömungsgeschwindigkeit usw. — Bei beiden Arbeiten ist unseres Erachtens zu wenig auf einen ausreichenden Frequenzbereich des Übertragungssystems Druckempfänger-Verstärker-Oszillograph geachtet, so daß schwer beurteilt werden kann, welche Wiedergabetreue den Oszillogrammen zuzuschreiben ist.

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die Druckstöße und ihren Zusammenhang mit dem Bewegungszustand der Blasen nachzuweisen. Dazu ist es zweckmäßig, Schwingungskavitation zu verwenden, weil dadurch ein periodischer Verlauf des ganzen Vorgangs erzwungen werden kann, und es außerdem möglich ist, die Hohlraumbildung auf einen engbegrenzten Raum zu beschränken.

2. Erzeugung der Kavitation

Als Schallsender zur Erzeugung der Kavitation diente ein Magnetostriktionssender, ähnlich wie ihn HUNSAKER und KERR bereits zur Untersuchung der Erosionsempfindlichkeit von Werkstoffen gegenüber Kavitation benutzt haben[9])[10]).

Der Sender ist zusammen mit dem Versuchsgefäß in Abb. 1 im Schnitt dargestellt. Der Magnetostriktionsstab ist ein Nickelrohr, das in der longitudinalen Grundschwingung von etwa 9000 Hz erregt wird. Zur Schallabstrahlung sind in das Rohr Endflächen aus Bronze hart eingelötet. Die Magnetisierungsspule wird aus einem Schwebungssummer mit Kraftverstärker gespeist. Die aufgewendete elektrische Leistung betrug maximal etwa 50 W. Im Stab wird durch Wirbelstrom-, magnetische und Reibungsverluste eine beträchtliche Wärme erzeugt. Zur besseren Kühlung ist daher die Halterung des Stabes so ausgeführt, daß auch der in der Spule steckende Teil des Stabs von Wasser umspült ist, wie Abb. 1 zeigt.

Bei genügend großer Schwingungsamplitude tritt an der oberen Endfläche Kavitation ein. Es bildet sich in der Mitte der Endfläche eine

[5]) H. MUELLER, Naturwiss. 16 (1928), S. 423.

[6]) H. SCHARDIN und W. STRUTH, Z. techn. Phys. 18 (1937), S. 474.

[7]) P. DE HALLER, Schweiz. Bauztg. 101 (1933), S. 243.

[8]) J. C. HUNSAKER, Mech. Engng. 57 (1935), S. 211.

[9]) J. C. HUNSAKER, Trans. Amer. Soc. mech. Engrs. 57 (1935), S. 423.

[10]) S. L. KERR, Trans. Amer. Soc. mech. Engrs. 59 (1937), S. 373.

von Schaum umgebene Blase aus, die unruhig hin und her tanzt. Bringt man in der Mitte des Stabes ein kleines Loch (0,5 mm Durchmesser) an, dann wird die Blase nach einiger Zeit über dem Loch festgehalten, vermutlich durch Ober-

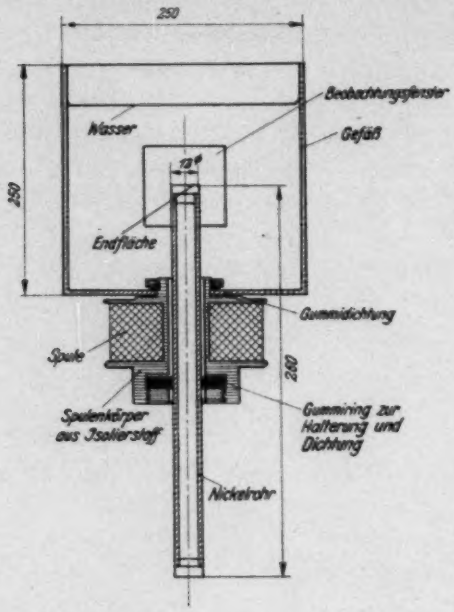

Abb. 1. Versuchsgefäß mit Magnetostriktionsschallsender

flächenspannungskräfte. (Ein solches Loch bildet sich auch von selbst in kurzer Zeit durch Erosion.) Die so an einem Ort festgehaltene Blase eignet sich zur Untersuchung der Blasenbewegung.

3. Untersuchung der Blasenbewegung

Zuerst wurde versucht, die Bewegung der Blase durch stroboskopische Beleuchtung unmittelbar sichtbar zu machen. Dazu diente ein im Institut für Schwingungsforschung von Herrn GILLITZER gebautes Lichtblitzstroboskop, bei dem als Lichtquelle entweder eine durch Spannungsimpulse gesteuerte Glimmlampe benutzt würde oder eine Bogenlampe, deren Licht durch Beugung an einem intermittierenden Ultraschallwellenzug gesteuert wird. Die Bewegung der Blase konnte in einem schwach vergrößernden Mikroskop gesehen werden. Die Blase hatte keine Kugelgestalt, sondern war in gewisser Weise deformiert, was wahrscheinlich auf Oberflächenspannungskräfte zurückzuführen ist. Bei mäßigen Stabamplituden scheint die Blase ganz zusammenzuschrumpfen, und zwar in jeder Periode einmal. Bei großen Stabamplituden wird die Bewegung so heftig und die Periodizität so ungleichmäßig, daß kein scharfes Bild zu erhalten ist.

Von besonderem Interesse wäre zu wissen, welcher Phase der Stabschwingung maximale bzw. minimale Blasengröße entsprechen. Es war aber aus Mangel an Lichtstärke der stroboskopischen Beleuchtung nicht möglich, so stark zu vergrößern, daß man gleichzeitig Stab- und Blasenbewegung beobachten konnte. Zur Beobachtung von Stab- und Blasenbewegung wurde daher ein anderes Verfahren angewandt, das schon früher von MEYER und TAMM zur Untersuchung von Luftblasenschwingungen benutzt wurde[11]). Die Blase wurde durch eine Bogenlampe beleuchtet und auf eine Blende abgebildet, hinter der sich eine Photozelle befand. Die Blase erscheint dabei dunkel auf hellem Grund, da sie das Licht praktisch an jeder Stelle total reflektiert. Die Blende ist so bemessen, daß nur ein kleiner Lichtsaum um die Blase herum durch die Blende hindurchtritt. Der durch die Blende fallende Lichtstrom wird dann durch die Änderung des Blasenquerschnitts moduliert, und diese Modulation kann über Photozelle und Verstärker im Elektronenstrahloszillographen sichtbar gemacht werden.

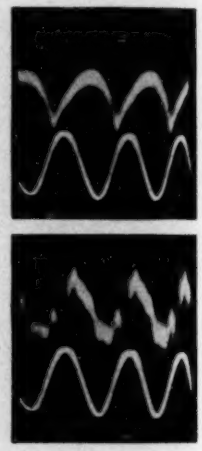

Abb. 2. Oszillogramme a) der Blasenbewegung; b) des Drucksverlaufs. Die sinusförmige Vergleichsschwingung stellt die Stabbewegung dar

Abb. 2a (mit Zweistrahloszillograph aufgenommen) zeigt oben den zeitlichen Verlauf der Blasenfläche. Die nach unten gerichteten Spitzen entsprechen kleinster Blasenfläche. Der Zeitpunkt kleinsten Blasenvolumens ist auch der Zeitpunkt des höchsten Drucks,

[11]) E. MEYER und K. TAMM, Akust. Z. 4 (1939), S. 145.

unter dem die Blase steht. Darunter ist eine sinusförmige Vergleichsschwingung aufgezeichnet, die über einen Phasenschieber dem Summer entnommen ist, der den Sender betreibt. Die Phase dieser Vergleichsschwingung ist vorher so eingestellt worden, daß die oberen Scheitelpunkte zusammenfallen mit den oberen Umkehrpunkten der Bewegung der Stabendfläche. Minimum der Blasengröße und Maximum des Drucks fallen im vorliegenden Fall nahezu in den Zeitpunkt größten Stabausschlags. Diese Phasenlage mag jedoch zufällig bedingt sein durch Form und Größe des Gefäßes und die Lage des Erregungszentrums. Wie man weiter sieht, beginnt die Blase sofort nach ihrem Verschwinden wieder neu zu entstehen.

4. Untersuchung des Druckverlaufs auf optischem Weg

a) Anordnung

Zum optischen Nachweis von Druck- bzw. Dichteschwankungen dient die Toeplersche Schlierenmethode. Die Anordnung zeigt Abb. 3. Der Spalt wird durch die langbrennweitigen Objektive O_1 und O_2 auf die Ebene der Schneide abgebildet. Ein drittes Objektiv O_3 bildet das

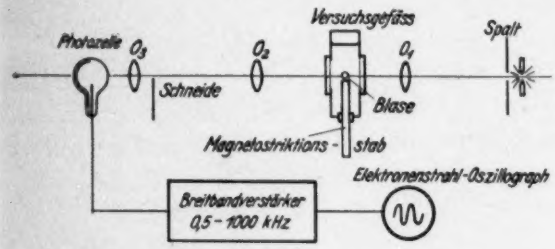

Abb. 3. Schlierenanordnung zur optischen Schallaufnahme

Medium vor der Stabendfläche auf eine Photozelle ab. Durch eine geeignete Blende vor der Photozelle kann ein begrenztes Gebiet des Mediums herausgegriffen werden.

Ein Dichtegradient im Medium verursacht eine Ablenkung des den Trog durchsetzenden parallelen Lichts. Das Spaltbild wird um ein entsprechendes Stück gegenüber der Schneide verschoben. Der an der Schneide vorbeigehende Lichtstrom wird dadurch geändert und die Änderung wird von der Photozelle registriert. Der Zusammenhang zwischen Ablenkung und durchgelassenem Lichtstrom ist linear, solange die Schneide das Spaltbild teilweise bedeckt. Befindet sich das Spaltbild ganz außerhalb der Schneide, oder wird es völlig bedeckt, dann ruft eine kleine Verschiebung des Spaltbildes keine Änderung des Lichtstroms hervor. Um einen linearen Zusammenhang zwischen gesteuertem Lichtstrom und Ablenkung bzw. Dichtegradient zu erhalten, muß also im Ruhezustand das Spaltbild von der Schneide etwa halb bedeckt sein (Halbschatteneinstellung).

Da die Zeitdauer der bei Kavitation zu erwartenden Druckstöße wesentlich kleiner sein kann als die Periode der Stabschwingung ($\approx 10^{-4}$ s), muß der Übertragungsfrequenzbereich von Photozelle, Verstärker und Oszillograph bis zu einem Vielfachen der Stabfrequenz reichen. Es wurden daher eine Vakuumphotozelle, ein Breitbandverstärker und ein Elektronenstrahloszillograph benutzt. Die Frequenzbereiche sind in Abb. 3 angegeben. Wegen des breiten Frequenzbandes und der erforderlichen hohen Verstärkung ist ein verhältnismäßig hoher Rauschpegel unvermeidlich. Die mittels Photozelle aufgenommenen Oszillogramme sind daher etwas unscharf ausgezeichnet.

Der Vorteil einer optischen Methode zur Druckmessung besteht darin, daß das Schallfeld durch keinen Schallempfänger beeinträchtigt wird. Dafür hat sie allerdings den Nachteil, daß in gewisser Weise über den ganzen Lichtweg durch das Versuchsgefäß gemittelt wird.

b) Ergebnisse

In Abb. 4 sind Oszillogramme des zeitlichen Verlaufs wiedergegeben, wobei der Schwingungszustand des Stabes konstant gehalten wurde und lediglich die Schneideneinstellung variiert wurde. Neben jedem Oszillogramm ist angedeutet, wie das Spaltbild in Ruhelage in bezug auf die Schneide stand. Der erhaltene Verlauf hängt stark von der Schneidenstellung ab. Um dies zu verstehen, muß man bedenken, daß im allgemeinen innerhalb der Mediumzone, die zur Ablenkung des Spaltbildes beiträgt, nicht überall derselbe Dichtegrad herrscht. Das hat zur Folge, daß das Spaltbild nicht nur als Ganzes

verschoben wird — wie oben bei der vorläufigen Erklärung der Wirkungsweise der Schlierenanordnung vorausgesetzt war —, sondern außerdem verbreitert wird. Bei einer Schneidenstellung wie in Bild 1 und 2 (Abb. 4) machen sich Dichtegradienten, die Ablenkungen nach unten verursachen, bevorzugt bemerkbar. Bei

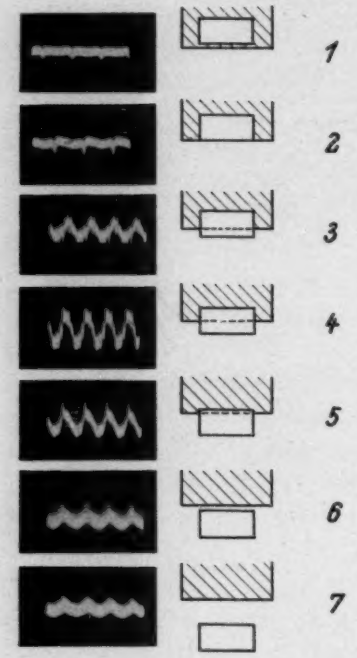

Abb. 4. Oszillogramme nach dem Schlierenverfahren bei verschiedener Schneideneinstellung

einer Einstellung wie in Bild 5 und 6 machen sich entgegengesetzt gerichtete Dichtegradienten bevorzugt bemerkbar, während bei einer mittleren Einstellung wie in Bild 3 und 4 im wesentlichen der über den ganzen durchstrahlten Mediumbereich gemittelte Dichtegradient für die Lichtmodulation maßgebend ist. Bei einer Einstellung wie in Bild 7 dürfte eigentlich keine Lichtmodulation auftreten. Daß dies doch der Fall ist, liegt an der Modulation des Lichts durch die mitschwingenden Luft- und Wasserdampfbläschen, die den bei der Kavitation entstehenden Schaum bilden.

Die Oszillogramme zeigen jedenfalls, daß bei Kavitation sehr hohe Frequenzen im Druckverlauf auftreten. Da zu hohen Frequenzen kleine Wellenlängen gehören, treten sie bei mittlerer Schneidenstellung weniger stark hervor (vgl. Abb. 4 Bild 4). Wie im vorigen Absatz auseinandergesetzt wurde, wird bei dieser Einstellung ein räumlich rasch wechselnder Druckgradient weitgehend herausgemittelt. Dagegen tritt die langwellige Grundfrequenz des Stabs besonders stark hervor. Um die hohen Frequenzen hervorzuheben, wählt man also zweckmäßig eine Einstellung wie in Bild 3 oder 5.

Die Oszillogramme zeigen bereits, daß in jeder Periode eine Spitze (Hauptspitze) besonders stark hervortritt. Das wird bei weiter unten wiedergegebenen Oszillogrammen noch deutlicher werden. Diese Hauptspitze ist auf den beim Zusammenfallen der Blase entstehenden Druckstoß zurückzuführen. Das optisch aufgenommene Oszillogramm Abb. 2b zeigt, daß die Hauptspitze zeitlich zusammenfällt mit dem Minimum der Blasengröße. (Der abtastende Lichtstrahl ging in 1—2 cm Abstand an der Blase vorbei. Die Laufzeitdifferenz zwischen Entstehung und Registrierung des Druckstoßes beträgt somit nur etwa $^1/_{10}$ der Grundperiode.)

Die übrigen Spitzen rühren in der Hauptsache her von der Reflexion des primären Druckstoßes an den Gefäßwänden. Dies kann man leicht durch Verschieben der Gefäßwände zeigen. Die Spitzen ändern dann Phasenlage und Stärke. Bei Versuchen, die in einem großen Wasserbecken von $4 \times 4 \times 6$ m³ angestellt wurden, traten die reflektierten Stöße erheblich zurück.

5. Untersuchung des Druckverlaufs mittels piezoelektrischer Mikrophone

a) Anforderungen an die Mikrophone

Wie bereits erwähnt, ist das optische Verfahren zur Aufzeichnung des Druckverlaufs insofern ungünstig, als dabei über einen verhältnismäßig großen Raumbereich gemittelt wird und kurze steile Wellenfronten daher schwer erfaßbar sind. Deshalb wurde weiterhin versucht, den Druckverlauf mit Mikrophonen aufzuzeichnen, wie dies bereits in den obengenannten Arbeiten von DE HALLER und HUNSAKER versucht worden ist.

Will man Druckstöße einwandfrei aufzeichnen, deren Zeitdauer nur $^1/_{10}\ldots{}^1/_{100}$ der Stabschwingungsperiode ist, dann muß das Mikrophon noch für Frequenzen der mindestens 10 bis 100 fachen Stabfrequenz empfindlich sein. Aus diesem Grunde kommen nur piezoelektrische Mikrophone in Betracht. Die Kristalle sollen dabei möglichst so klein sein, daß ihre Eigenfrequenz oberhalb des Empfangsfrequenzbereiches liegt.

Weiterhin müssen die Mikrophone möglichst schallhart sein, weil sonst das Schallfeld zu sehr gestört wird. (Wenn der Mikrophonkörper kompressibler ist als das Wasser, dann bricht der Schalldruck am Mikrophonkörper zusammen.) Daraus folgt, daß der Kristall nicht in ein irgendwelche Hohlräume enthaltendes Gehäuse eingebaut werden darf.

Ein Schalldruckempfänger, der das Schallfeld möglichst wenig stört, muß ferner klein im Vergleich zur Wellenlänge sein. Einer oberen Grenzfrequenz von 1000 kHz entspricht eine Wellenlänge in Wasser von annähernd 1,5 mm. Es ist also technisch unmöglich, ein im Vergleich dazu kleines Mikrophon zu bauen. Man muß daher in Kauf nehmen, daß eine gewisse Schallfeldstörung eintritt und das Mikrophon bei hohen Frequenzen wegen seiner Ausdehnung eine von seiner Orientierung abhängige Empfindlichkeit hat. Hand in Hand mit dieser Richtungsabhängigkeit geht eine Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit, die von der Frequenzabhängigkeit der Schallfeldverzerrung herrührt.

b) Aufbau eines Turmalin- und eines Quarzmikrophons

Für die Versuche wurden ein Turmalin- und ein Quarzmikrophon nach TAMM[12]) benutzt. Abb. 5 zeigt den Aufbau eines Mikrophons aus zwei Turmalinkristallen. Turmalin wurde gewählt, weil er auch bei allseitig gleichem Druck einen Piezoeffekt aufweist. Zwischen den Kristallen befindet sich eine isolierte Elektrode, die andere Elektrode wird von der Vergoldung der gesamten äußeren Oberfläche gebildet, welche gleichzeitig zur Abschirmung dient. Die Zuführung besteht aus einem dünnen verhältnismäßig starkwandigen Messingrohr mit konzentrischem Innenleiter. Sie soll möglichst inkompressibel sein. Bis zu Frequenzen von etwa 30 kHz wirkt das Turmalinmikrophon als richtungsunabhängiger Druckempfänger. Bei höheren Frequenzen macht sich die oben erwähnte Richtungs- und Frequenzabhängigkeit bemerkbar.

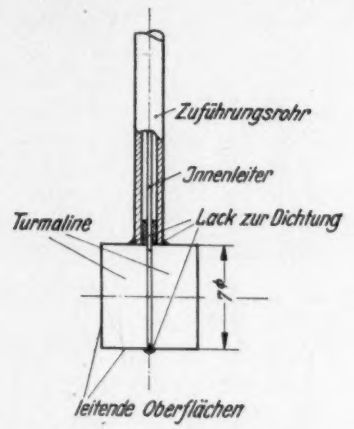

Abb. 5. Aufbau eines Turmalinmikrophons

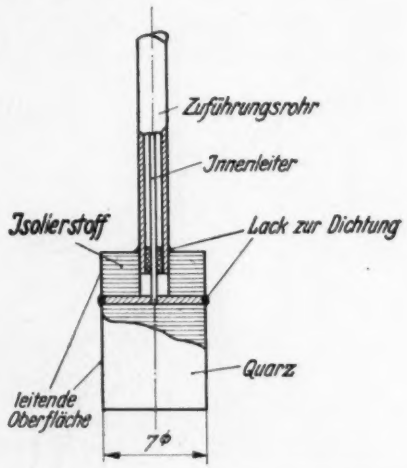

Abb. 6. Aufbau eines Quarzmikrophons

Der Aufbau des Quarzmikrophons ist in Abb. 6 dargestellt. Quarz weist bei allseitig gleichem Druck keinen piezoelektrischen Effekt auf. Daß dieses Mikrophon trotzdem funktioniert, ist darauf zurückzuführen, daß wegen seiner Ausdehnung der Druck bei den in Betracht kommenden Frequenzen nicht mehr allseitig gleich

[12]) K. TAMM, Akust. Z. 6 (1941), S. 16.

ist. Es kann daher in keinem Fall als reiner Druckempfänger wirken.

Die verwendeten Kristalle haben unterhalb von 100 kHz sicher keine Eigenfrequenzen. Die tiefsten Eigenfrequenzen liegen zwischen 100 und 1000 kHz. Wollte man sie höher legen, dann müßte man die Kristalle so klein machen, daß man erheblich an Empfindlichkeit einbüßen würde.

Unmittelbar am Zuführungsrohr war mit kürzester Leitungsführung eine Vorverstärkerstufe angeschlossen. Vom Vorverstärker ging es zu einem Elektronenstrahloszillographen mit eingebautem Verstärker. Der Verstärkungsgrad der ganzen Anordnung fiel bei hohen Frequenzen etwas ab. Bei konstanter Eingangsspannung an der Vorverstärkerröhre war der Elektronenstrahlausschlag bis etwa 50 kHz konstant, betrug bei 120 kHz noch $^1/_2$ und bei 300 kHz noch $^1/_5$ des Wertes für tiefe Frequenzen.

Aus alldem ergibt sich, daß man die mit dem Mikrophon aufgenommenen Oszillogramme nur qualitativ werten darf. Die folgenden Oszillogramme sind mit beiden Mikrophonen gleichzeitig aufgenommen worden, damit die von den Mikrophoneigenschaften unabhängigen, wesentlichen Züge des Druckverlaufs zu erkennen sind.

c) Ergebnisse

Abb. 7 zeigt eine Reihe von Oszillogrammen, die bei stufenweise gesteigerter Schalleistung (Erregerstrom) aufgenommen wurden. Bei kleinen Stabamplituden (Erregerstrom 0,1 . . . 0,2 A) tritt noch keine Kavitation ein. Der Druckverlauf ist sinusförmig. Bei 0,25 A beginnt die Kurve Verzerrungen aufzuweisen. Bei 0,3 A hat Kavitation eingesetzt, die Druckstöße sind in den Oszillogrammen zu erkennen. In jeder Periode tritt, wie wir bereits bei den optisch gewonnenen Oszillogrammen gesehen haben, eine Hauptspitze auf. Das Einsetzen der Kavitation — die auch an ihrem typischen zischenden Geräusch zu erkennen ist — bei stetiger Steigerung des Erregerstroms erfolgt plötzlich, und zwar um so plötzlicher, je luftfreier das Wasser ist. Die unmittelbar vor Eintreten der Kavitation (0,25 A) vorhandenen

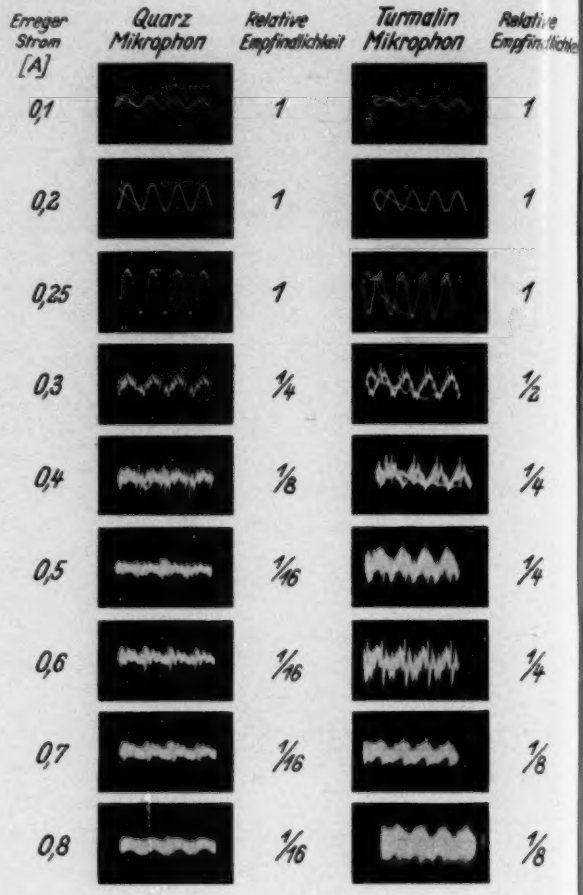

Abb. 7. Schalldruckoszillogramme in Abhängigkeit von der Stärke der Schallerregung. Bei 0,3 *A* setzt Kavitation ein

kleinen Verzerrungen des sinusförmigen Verlaufs sind vermutlich auf die Wirkung der Luftbläschen, die den Schaum bilden, zurückzuführen.

Bei weiterer Steigerung des Erregerstroms nimmt die Stärke der Stöße zu, bis schließlich bei großer Intensität die Vorgänge so unregelmäßig und unperiodisch werden, daß die Oszillogramme verwaschen werden. — Beim Vergleich der Oszillogramme ist darauf zu achten, daß die Empfindlichkeit der Aufzeichnung mit wachsendem Erregerstrom vermindert werden mußte. Die relativen Empfindlichkeiten sind bei den einzelnen Aufnahmen angegeben.

Beide Mikrophone ergeben im wesentlichen dasselbe Bild. Die Kristalle waren entgegengesetzt gepolt, so daß man bei der einen Bilder-

reihe den Richtungssinn der Ausschläge sich umgekehrt vorstellen muß, um sie mit der anderen Reihe zu vergleichen. Außerdem ist das Quarzmikrophon für tiefe Frequenzen weniger empfindlich als das Turmalin-Mikrophon, so daß die Grundfrequenz beim Quarzmikrophon weniger stark hervortritt.

Eine ähnliche Reihe von Oszillogrammen wurde mit Quarzmikrophon und Schlierenoptik gleichzeitig aufgenommen. Sie ist in Abb. 8 wiedergegeben. Auch hier zeigt sich die Übereinstimmung der beiden Schallaufzeichnungsmethoden in den wesentlichen Zügen. Bei der optischen Methode treten die Druckstöße aus den im vorigen Abschnitt auseinandergesetzten Gründen nur weniger hervor.

Zum Schluß sei noch eine Abschätzung des Spitzenwerts der bei den Stößen auftretenden Drucke gemacht. Wir benutzen dazu Abb. 7. Zur „absoluten Eichung" dienen die Aufnahmen bei Erregerstrom 0,25 A. Die Schalldruckamplitude hat dabei den Grenzwert, bei dem Kavitation eben noch nicht eintritt, d. h. sie beträgt etwa 1 at. Der Spitzenwert ergibt sich dann bei 0,6 A zu etwa 5—6 at beim Turmalinmikrophon und etwa 16 at beim Quarzmikrophon. Der Unterschied zwischen den beiden Mikrophonen rührt natürlich von der verschiedenen Frequenzabhängigkeit der Empfindlichkeit her. Die Mikrophone waren etwa 3 cm von der Mitte der Stabendfläche entfernt, wo die Kavitationsblase sich bildete. Von dem kurzzeitigen Druckstoß kann man annehmen, daß er sich als Kugelwelle von der Blase aus fortpflanzt. In 1 mm Abstand vom Entstehungszentrum würde demnach der Spitzenwert des Druckstoßes etwa 30 mal so groß sein, d. h. etwa 150—500 at betragen. Wie groß der Spitzendruck im Kavitationszentrum selbst ist, läßt sich deshalb nicht sagen, weil man nicht

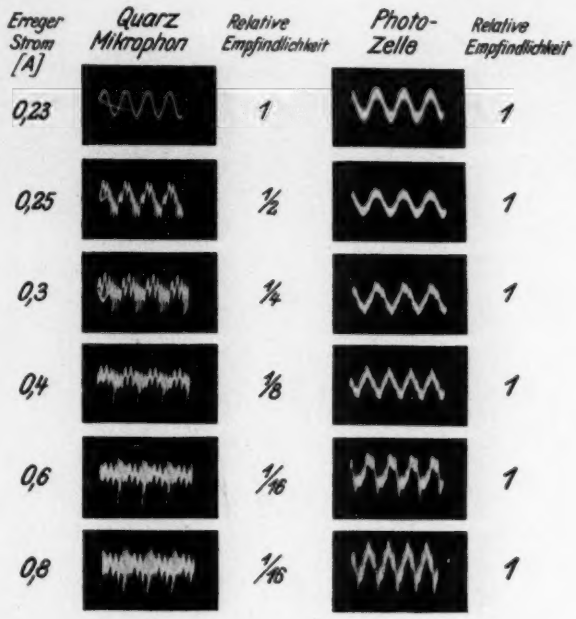

Abb. 8. Schalldruckoszillogramme in Abhängigkeit von der Stärke der Schallerregung. Vergleich von Mikrophon und Schlierenverfahren

weiß, auf einen wie kleinen Raum die Blase zusammenschrumpft. Da die Blase nach der stroboskopischen Beobachtung beim Zusammenfallen sicher kleiner als 1 mm wird, stellt der soeben geschätzte Wert eine untere Grenze dar.

Zusammenfassung

Es wurden die Kavitation in Wasser und die dabei entstehenden Druckstöße untersucht. Die Kavitation wurde durch große Schalldruckamplituden mit Hilfe eines Magnetostriktionssenders erzeugt. Die Bewegung der entstehenden Hohlräume wurde optisch festgestellt. Die Druckstöße wurden sowohl mittels einer Schlierenmethode als auch mit piezoelektrischen Mikrophonen aufgezeichnet.

(Eingegangen am 1. Februar 1941.)

Die Grundlagen der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung im Tonfilm [1]

Von H. Warncke [2]

Mit 20 Textabbildungen

In den letzten Jahren sind eine Reihe von theoretischen Untersuchungen und praktischen Versuchen ausgeführt worden, die sich mit der Entwicklung der stereophonischen Übertragung ohne die Verwendung von Kopfhörern beschäftigen. Die praktischen Versuche haben Erfolg gehabt und gezeigt, daß die Lokalisierungsmöglichkeit ausreichend und die Erhöhung des natürlichen Eindruckes für den Zuhörer ganz erheblich ist.

Die mit dem stereophonischen Verfahren erzielbare Verbesserung des natürlichen Eindrucks hat dazu geführt, daß dieses Verfahren sogar Anwendung gefunden hat auf gewisse Randgebiete der Elektroakustik. Genannt seien hier Schwerhörigen-Anlagen [3] und Einrichtungen zur Schallverstärkung. Auf dem letzteren Gebiet sind die Arbeiten von Thienhaus [4] zur Verstärkung des Cembalo-Klanges besonders zu erwähnen.

Das Problem der stereophonischen Übertragung ohne Kopfhörer hat eine aufnahmetechnische, eine wiedergabetechnische und eine übertragungstechnische Seite. Wenn auch in den bisherigen Arbeiten diese Fragenkomplexe alle behandelt worden sind, so besteht doch über die grundsätzlichen Anforderungen an das Aufnahme-, Wiedergabe- und Übertragungs-System, namentlich soweit es sich um Tonfilmübertragungen handelt, noch keine völlige Klarheit. Insbesondere in der Frage der Anzahl der notwendigen Übertragungskanäle gehen die Meinungen noch weit auseinander. Die amerikanischen Versuche sind, soweit es sich um reine Übertragungen [5] [6] oder um Filmaufzeichnungen für solche Zwecke handelt, mit drei Kanälen durchgeführt worden, soweit es sich aber um Tonfilmwiedergaben handelt, mit nur zwei [7]. Das gleiche gilt für die deutschen Versuche [8] [9]. Andererseits ist von verschiedenen Seiten auch die grundsätzliche Notwendigkeit einer großen Anzahl von Übertragungskanälen hervorgehoben worden [5] [10].

Im Zusammenhang mit den vorbereitenden Arbeiten für die praktische Erprobung der Stereophonie in Tonfilmbetrieben schien es uns notwendig, die aufnahmetechnischen, wiedergabetechnischen und übertragungstechnischen Grundlagen und Grundbegriffe, fußend auf den bisher von anderer Seite und von uns gewonnenen Erkenntnissen, zunächst nach der theoretischen Seite hin klarzulegen.

1. Kopfbezügliche und raumbezügliche stereophonische Übertragung

Das beidohrige Hören ermöglicht uns die Bestimmung des Winkels, unter dem der Schall zu uns gelangt. Wir wollen diesen

[1]) Vortrag, gehalten in der 176. öffentlichen Vortragssitzung der DKG. am 23. Januar 1941.

[2]) Klangfilm G. m. b. H., Berlin.

[3]) K. de Boer, Eine Anlage für einen Schwerhörigen. Philips techn. Rdsch. 4 (1939), S. 329.

[4]) E. Thienhaus, Konzertmäßige Zweikanal-Schallübertragung für das Cembalo. Akust. Z., 6 (1941), S. 34.

[5]) H. Fletcher, Auditory Perspective — Basic Requirements. Electr. Engng. 53 (1934), S. 9.

[6]) H. Fletcher, Stereophonic Reproduction from Film. SMPE XXXIV June 1940, S. 606.

[7]) J. P. Maxfield, Demonstration of Stereophonic Recording with Motion Pictures. SMPE XXX, Februar 1938, 131.

[8]) H. Warncke, Bemerkungen zur Anwendung des Raumtoneffektes im Tonfilm. Kinotechn. 20 (1938), S. 125.

[9]) H. Warncke, Der technische Stand der Stereophonie. Kinotechn. 20 (1938), S. 313.

[10]) C. Becker, Das Problem des plastischen Tones im Film. Kinotechn. 20 (1938), S. 120.

Schalleinfallswinkel als Lokalisierungswinkel bezeichnen. Ist die Schallquelle unbeweglich, so ändert sich bei Drehung des Kopfes der Lokalisierungswinkel entsprechend. Umgekehrt ändert sich natürlich der Lokalisierungswinkel bei Unbeweglichkeit des Kopfes und bei Bewegen der Schallquelle.

Befinden sich Zuhörer in einem Raum, in dem gleichzeitig Schallquellen vorhanden sind, so sind die örtlichen Beziehungen der Schallquelle und der Zuhörer zu dem Raum und zueinander eindeutig festgelegt. Damit kann auch der Lokalisierungswinkel für jeden Zuhörer und für jede Schallquelle bestimmt werden.

Will man ein für eine Reihe von Zuhörern geltendes System einer Übertragung von einem Raum, in dem sich die Schallquelle befindet, in einen anderen Raum, in dem sich die Zuhörer aufhalten, schaffen, so hat man, da nun die örtlichen Beziehungen zwischen der Schallquelle, dem Zuhörer und den zugehörigen Räumen nicht mehr eindeutig miteinander verknüpft sind, grundsätzlich nur folgende zwei Möglichkeiten. Man kann die Übertragung entweder so vornehmen, daß die örtliche Beziehung zwischen dem Ort der Schallquelle und dem die Stelle des Zuhörerkopfes vertretenden Aufnahmeorgan erhalten bleibt, oder so, daß die Beziehung zwischen dem Ort der Schallquelle und dem Aufnahmeraum erhalten bleibt.

Die erste Übertragungsart kann z. B. folgendermaßen vor sich gehen:

Stellt man im Aufnahmeraum eine Kopfnachbildung (Aufnahmekopf) mit zwei Mikrophonen auf und überträgt das Aufgenommene auf entsprechend am Kopf der Zuhörer (A, B, C) im Wiedergaberaum angebrachte Kopfhörer (Abb. 1), so ist für eine im Aufnahmeraum feststehende Schallquelle (S) und für einen feststehenden Aufnahmekopf der Lokalisierungswinkel (φ) konstant. Dieser Lokalisierungswinkel bleibt auch für den mit Kopfhörern ausgerüsteten Hörer im Wiedergaberaum konstant. Infolgedessen ist der scheinbare Ort der Schallquelle (S'_A, S'_B, S'_C) im Wiedergaberaum von dem Ort des Zuhörers abhängig und bewegt sich entsprechend seinen Kopfbewegungen.

Diese Art von stereophonischer Übertragung kann man daher sinngemäß als „kopfbezügliche" bezeichnen.

Die zweite Art der Übertragung soll durch folgendes Beispiel erläutert werden:

Werden den im Aufnahmeraum an bestimmten Orten verteilt befindlichen Schallquellen

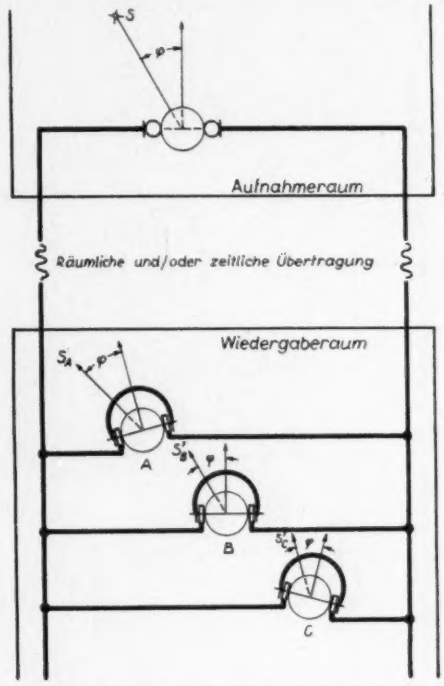

Abb. 1. Kopfbezügliche stereophonische Übertragung

(S_1, S_2, S_3, S_4) Einzelübertragungssysteme zugeordnet, die im Wiedergaberaum an entsprechenden Orten endigen (Abb. 2), so werden die Orte der Schallquellen von dem im Wiedergaberaum befindlichen Zuhörer mittels seiner beiden Ohren an den Stellen (S_1', S_2', S_3', S_4') lokalisiert, wo sie sich im Wiedergaberaum tatsächlich befinden oder zu befinden scheinen. Bei Kopfbewegungen des Zuhörers im Wiedergaberaum ändert sich der Lokalisierungswinkel $(\varphi_{1A}, \varphi_{1B}, \varphi_{1C})$, der Ort der jeweiligen Schallquelle aber ist auch im Wiedergaberaum konstant.

Eine solche Art der Übertragung kann man als „raumbezügliche" kennzeichnen.

Das erste Verfahren scheidet für alle Zwecke aus, bei denen der Wiedergaberaum als solcher

für das Bewußtsein des Zuhörenden eine Rolle spielt.

Es ist daher z. B. nicht möglich, dieses Verfahren anzuwenden für den im Tonfilm gegebenen Fall, daß durch ein allen Zuhörern sicht-

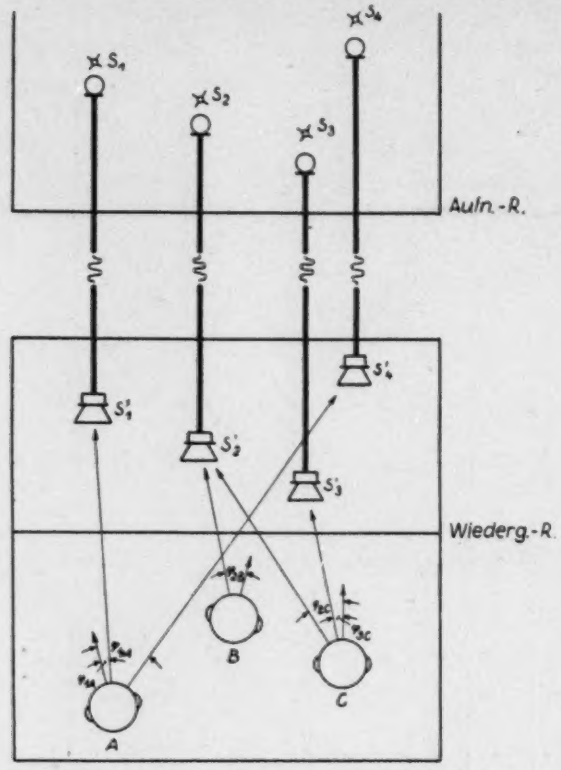

Abb. 2. Raumbezügliche stereophonische Übertragung

bares Bild die Beziehung zwischen Schallquellenort und Wiedergaberaum weitgehend festgelegt wird.

Für eine solche Übertragung kommt nur das zweite Verfahren, die raumbezügliche Übertragung in Betracht. Dieses Verfahren läßt sich nur mit Hilfe von Lautsprechern verwirklichen, und zwar in der Weise, daß die Lautsprecher nunmehr die im Aufnahmeraum vorhandenen Schallquellen vertreten. Hierzu ist es, wie vorher erläutert, notwendig, daß jeder Lautsprecher auf beide Ohren des Zuhörers wirkt, unabhängig von der Frage, wieviele solcher Lautsprecher Verwendung finden.

Daraus, daß verschiedentlich eine solche raumbezügliche Übertragung unter Verwendung von nur zwei Lautsprechern durchgeführt worden ist — worauf weiter unten noch ausführlich eingegangen wird —, ist offenbar die gelegentlich anzutreffende irrtümliche Anschauung entstanden, es sei an sich wünschenswert, wenn bei dieser Übertragung der eine Lautsprecher nur auf das eine, der andere nur auf das andere Ohr wirke[11]).

Daß dies falsch ist, ergibt sich aus dem Vorhergesagten. Selbst wenn eine solche Lösung technisch durchführbar wäre, würde sie ja zur kopfbezüglichen stereophonischen Übertragung zurückführen, die für viele Zwecke, u. a. für den Tonfilm, nicht zulässig ist.

2. Raumbezügliche Übertragung mit *n* Kanälen

Eine raumbezügliche Übertragung, wie wir sie in Abb. 2 schematisch gezeigt haben, würde sich praktisch nur bei festen Schallquellen verwirklichen lassen. Um beliebige in einem Aufnahmeraum sich ergebende Schallvorgänge stereophonisch zu übertragen, hat FLETCHER[12]) seinerzeit den Gedanken der zwei Hilfsebenen ausgesprochen, die zwischen Schallquelle und Zuhörer liegen. Würden alle Schallvorgänge in der Ebene 2 so erscheinen, wie sie in der Ebene 1 ursprünglich aufgetreten sind (Abb. 3), d. h. an den entsprechenden Punkten der beiden Ebenen der Schall seiner Intensität, Frequenz und Einfallsrichtung nach registriert und nach Übertragung wiedergegeben werden und entspräche der Wiedergaberaum dem Aufnahmeraum weitgehend in bezug auf Form und akustische Eigenschaften, so würde der Zuhörer im Raum 2 tatsächlich eine richtige Lokalisierung durchführen können. Diese Art der raumbezüglichen Übertragung würde aber voraussetzen, daß, wie erwähnt, auch die Einfallsrichtung des Schalles an jedem einzelnen Punkt der gedachten Zwischenebene registriert und wiedergegeben wird. Dies wäre nur dann einwandfrei gewährleistet, wenn die Ebene 1 mit einer unendlichen Anzahl von Schallempfängern und die Ebene 2 mit einer ebenfalls unendlich großen Anzahl von Schallsendern ausgerüstet wäre[12]). Für eine solche Anordnung fehlen uns heute die

[11]) C. BECKER, a. a. O., Kinotechn. 20 (1938), S. 123, Abs. 7, Zeile 11.

[12]) H. FLETCHER, a. a. O. (s. Anm. 5).

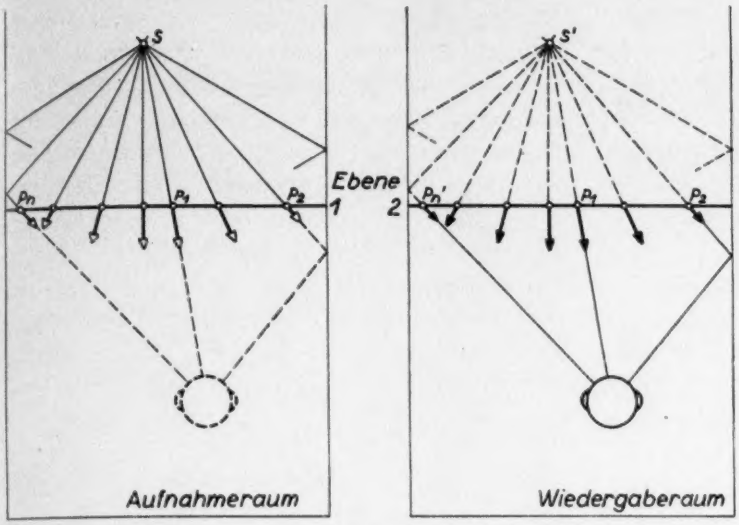

Abb. 3. Raumbezügliche Übertragung mit 2 Hilfsebenen

technischen Hilfsmittel. Wenn wir uns andererseits auf eine nicht zu große endliche Anzahl von Schallempfängern und Schallsendern beschränken, so ist die Übertragung der Einfallsrichtung des Schalles nicht mehr als gesichert anzusehen. Dann ist aber eine eindeutige Ortsbestimmung durch den Zuhörer nicht mehr möglich.

Verzichten wir nun auf alle Schalleindrücke, die den Zuhörer nur auf indirektem Wege treffen, was den Vorteil hat, daß die Einwirkung der akustischen Eigenschaften des Aufnahme- und des Wiedergaberaumes aufeinander an Bedeutung verliert, so ist für jeden Zuhörer (A, B, C) für einen bestimmten Ort der Schallquelle (S_1, S_2, S_3) (Abb. 4) offenbar die Hilfsebene nur an einer Stelle (P) als schallsendend aufzufassen, nämlich dort, wo sie von der Verbindungslinie der scheinbaren Schallquelle zum Zuhörer geschnitten wird. An sich ist für die gleiche Schallquelle und verschiedene Zuhörer bei einer gewissen Entfernung der Schallquelle von der Ebene 1 oder 2 der Durchtrittsort (P_{1A}, P_{1B}, P_{1C} usw.) verschieden. Der Einfachheit halber beschränken wir uns zunächst auf die Betrachtung eines einzigen Zuhörers. Wir werden weiter unten sehen, daß dies für den Tonfilm keine Einschränkung bedeutet.

Um die weitere Betrachtung zu erleichtern, werden wir jetzt die Lokalisierung nur noch in einer, nämlich der waagerechten Richtung betrachten. Dies erscheint zulässig: weil bei Übertragungen künstlerischer Darbietungen sich die Schallquellen im allgemeinen annähernd in einer waagerechten Ebene befinden und weil aus den bisherigen praktischen Versuchen als erwiesen angesehen werden kann, daß der wesentliche Qualitätsgewinn auch bei Verzicht auf die Lokalisierung in der senkrechten Ebene eintritt.

Wenn wir also davon ausgehen, daß, wie oben gesagt, für jeden Ort einer Schallquelle nur ein Ort der Ebene 2 den Schall abstrahlen soll, so ergibt sich eben-

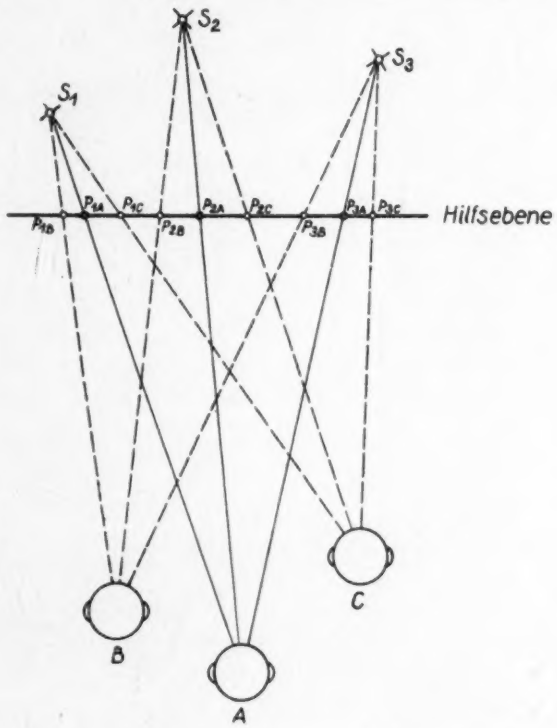

Abb. 4. Schallsendende Punkte der Hilfsebene für verschiedene Zuhörer

so, daß von den in der Ebene 2 aufgestellten Lautsprechern für einen bestimmten Aufnahmeort nur ein Lautsprecher bzw. ein Lautsprecherkomplex erklingen darf. Dies führt zu einer wichtigen Forderung für die Auf-

stellung der Schallempfänger (Mikrophone) in der Ebene 1. Auch hier muß nämlich dafür gesorgt sein, daß von einer Schallquelle nur ein ganz bestimmtes, dem Ort dieser Schallquelle zugeordnetes Aufnahmeorgan (Mikrophon) angeregt wird, das mit dem in der Ebene 2 entsprechend aufgestellten Schallsender in Verbindung steht.

Eine raumbezügliche Übertragung mit einer endlichen Anzahl (n) von Kanälen hat man sich

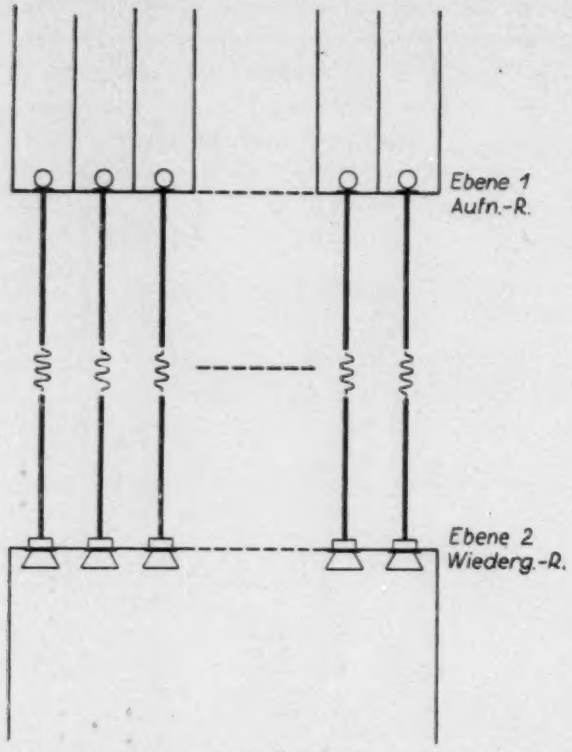

Abb. 5. Raumbezügliche Übertragung mit n Kanälen

demnach so vorzustellen, daß im Aufnahmeraum n Mikrophone verteilt sind, deren Richtwirkung so ausgebildet ist, daß der Aufnahmeraum durch sie in n Zonen aufgeteilt wird (Abb. 5). Die n Mikrophone sind durch n Kanäle mit n Lautsprechern verbunden, die eine entsprechende Aufstellung im Wiedergaberaum finden. Innerhalb des Bereiches eines Mikrophones würde bei strenger Auffassung von der Aufteilung der Schallempfangsgebiete die Schallquelle in der seitlichen Richtung unbeweglich zu sein scheinen. Somit kennzeichnet die Größe der Zahl n gewissermaßen das „Auflösungsvermögen" der raumbezüglichen Übertragung. Es müßte also an sich vorteilhaft sein, die Zahl n möglichst groß zu machen. Hierbei ist aber zu berücksichtigen, daß auch die Lokalisierungs-Genauigkeit beim natürlichen Hören Grenzen hat und mit der Entfernung nachläßt; und zwar in geschlossenen Räumen um so mehr, je mehr reflektierter Schall auftritt bzw. je größer der Nachhall ist.

Der beim Tonfilm vorliegende Fall scheint den Gegebenheiten einer solchen Übertragung sehr entgegenzukommen (Abb. 6). An Stelle der Ebene 2 haben wir uns die Theaterbild-

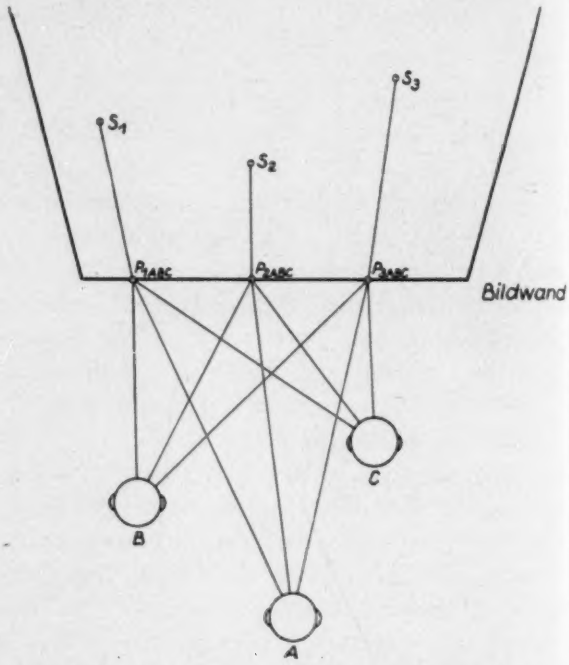

Abb. 6. Gesehener Schallquellenort beim Tonfilm

wand vorzustellen, an Stelle der Ebene 1 eine beliebige entsprechende Ebene im Aufnahmeraum. Die im Aufnahmeraum verteilten Schallquellen (S_1, S_2, S_3) werden durch die Fotografie auf einen bestimmten Punkt (P_{1ABC}, P_{2ABC} usw.) dieser Ebene festgelegt, der bei der Projektion im Theater für alle Zuschauer an der gleichen Stelle der Leinwand liegt. Die vorher gemachte Einschränkung, daß der Ort, an dem die Ebene 2 zum Erklingen gebracht werden muß, bei der natürlichen Übertragung für verschiedene Zuhörer mehr oder weniger verschieden sein wird, fällt also bei der Tonfilmübertragung

fort. Außerdem arbeitet das Aufnahmeobjektiv perspektivisch. Jedem Aufnahmeorgan ist daher, worauf schon von verschiedenen Seiten hingewiesen ist[13]), ein Sektor zuzuordnen, der sich mit größer werdender Entfernung vom Aufnahmegerät immer mehr erweitert (Abb. 7).

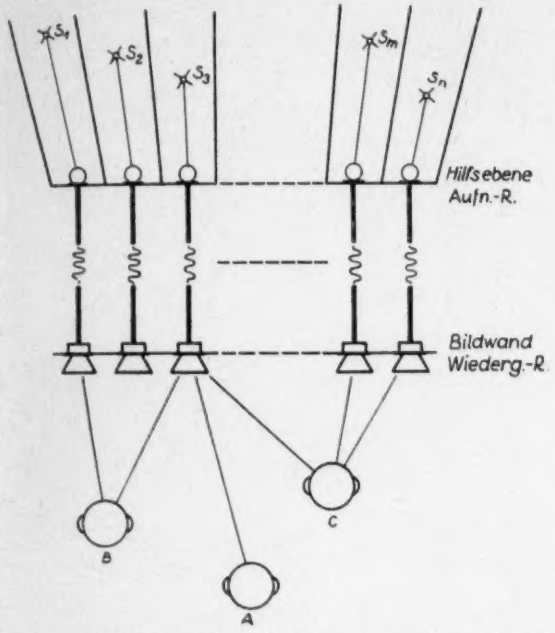

Abb. 7. Raumbezügliche Übertragung mit n Kanälen beim Tonfilm

3. Theorie der Summenlokalisierung

Für die praktische Verwirklichung der raumbezüglichen Übertragung ist nun die Frage nach der Zahl n der Kanäle, die gemäß den vorstehenden Betrachtungen gleich der Anzahl der Mikrophone bzw. Lautsprecher sein müßte, von besonders großer Bedeutung. Wenn wir z. B. an den Rundfunk denken, so ist hier die Anzahl der Kanäle praktisch gleich der Anzahl der Trägerwellen. Wenn es sich aber um die Aufzeichnung auf Schallträgern handelt, wird das Problem der Kanalzahl noch schwieriger. Die Kompliziertheit der Aufzeichnungs- und Abtastungsgeräte muß mit wachsender Anzahl der Aufzeichnungen unverhältnismäßig rasch ansteigen; hinzu kommt beim Tonfilm noch die Notwendigkeit der Unterbringung der Tonspur auf dem Bildstreifen. Will man den gar nicht hoch genug einzuschätzenden praktischen Vorteil des kombinierten Bildtonstreifens im Theater aber beibehalten, so wird man wohl kaum über zwei Aufzeichnungen hinausgehen können.

Es wäre nun zu prüfen, ob zwei Übertragungskanäle grundsätzlich ausreichen, ohne daß damit eine merkbare Verschlechterung der raumbezüglichen stereophonischen Übertragung eintritt. Die Übertragung mit wenigen, d. h. nur zwei oder drei Kanälen, ist praktisch verschiedentlich durchgeführt worden und hat, wie erwähnt, recht befriedigende Ergebnisse gehabt. Das „Auflösungsvermögen" einer solchen Zwei- oder Dreikanalübertragung müßte entsprechend unseren bisherigen Überlegungen ganz unzureichend sein und wäre es auch, wenn nicht ein Effekt ausgenutzt werden könnte, den man treffend als Summenlokalisierung bezeichnen kann.

a) Summenlokalisierung auf Grund von Intensitäts-Unterschieden

Stellt man zwei Lautsprecher in einiger Entfernung voneinander auf, so wird, wenn beide Lautsprecher den gleichen Klang ausstrahlen, für einen vor den Lautsprechern befindlichen Zuhörer der scheinbare Ort der Schallquelle je nach dem Intensitätsverhältnis des von den Lautsprechern ausgesandten Schalles entweder als mit dem Ort eines der beiden Lautsprecher zusammenfallend oder als zwischen ihnen liegend empfunden.

Da der scheinbare Ort der Schallquelle hierbei also durch Intensitäts-Unterschiede bestimmt ist, wollen wir diese Lokalisierung als „Summenlokalisierung auf Grund von Intensitäts-Unterschieden" bezeichnen. Im Zusammenhang mit der stereophonischen Übertragung ist dieser Effekt verschiedentlich beschrieben worden[14])[15])[16]). Ausführlicher befaßt sich damit DE BOER[17]). DE BOER setzt den bei

[13]) u. a. C. BECKER, a. a. O.

[14]) H. FLETCHER, a. a. O. (s. Anm. 5).

[15]) J. C. STEINBERG und W. B. SNOW, Auditory Perspective — Physical Factors. Electr. Engng. 53 (1934), S. 12.

[16]) H. WARNCKE, a. a. O. (s. Anm. 9).

[17]) K. DE BOER, Plastische Klangwiedergabe. Philips techn. Rdsch. 5 (1940), S. 108.

der Summenlokalisierung im Wiedergaberaum für einen Zuhörer zustande kommenden Lokalisierungswinkel in Beziehung zu dem an einem im Aufnahmeraum befindlichen Ersatzkopf bestehenden Lokalisierungswinkel (Abb. 8). Wir haben hier also eine Art Gemisch zwischen raumbezüglicher und kopfbezüglicher Übertragung. Für unsere allgemeine Betrachtung

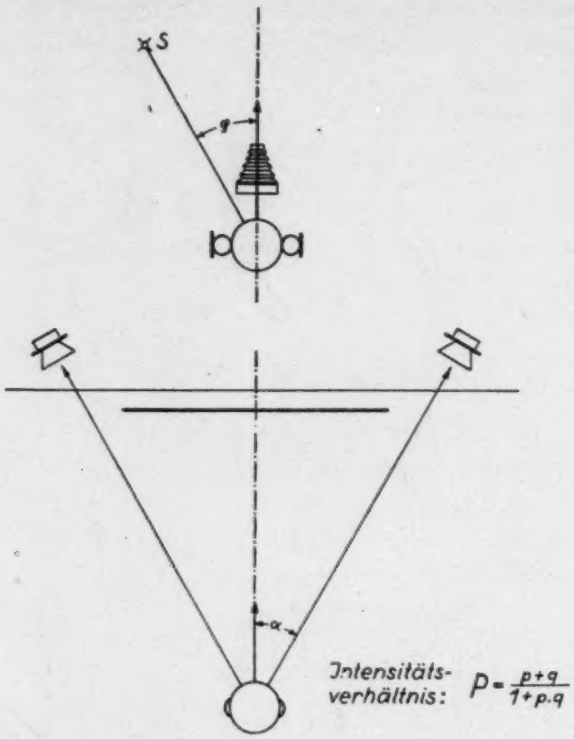

Abb. 8. Intensitätsverhältnis bei Summenlokalisierung nach DE BOER

können wir mit der DE BOERschen Beziehung nicht viel anfangen, da bei der raumbezüglichen Übertragung der an einem Ersatzkopf im Aufnahmeraum entstehende Lokalisierungswinkel ganz uninteressant ist. Auch geht aus der genannten Beziehung nicht hervor, wie weit der bei der Summenlokalisierung entstehende Lokalisierungswinkel von der Kopfdrehung des Zuhörers abhängig ist.

Wir wollen daher versuchen, die Theorie der Summenlokalisierung von einem etwas allgemeineren Gesichtspunkt zu betrachten.

In Abb. 9 sind zwei Schallquellen S_1 und S_2 und ein Zuhörerkopf eingezeichnet. S_1 und S_2 strahlen eine Schallintensität J_1 bzw. J_2 ab. Der Schalleinfallswinkel von S_1 bzw. S_2 α_1 bzw. α_2 (von Kopfrichtung K gemessen, Rechtsdrehung Positiv), ist derjenige Winkel, den die Verbindungslinien der Schallquellen mit dem Kopf mit der Kopfrichtung bilden. Tönt nur die Schallquelle S_1, so entsteht an den Ohren des Zuhörers das Intensitätsverhältnis

$$i_1 = \frac{J_{R1}}{J_{L1}}$$

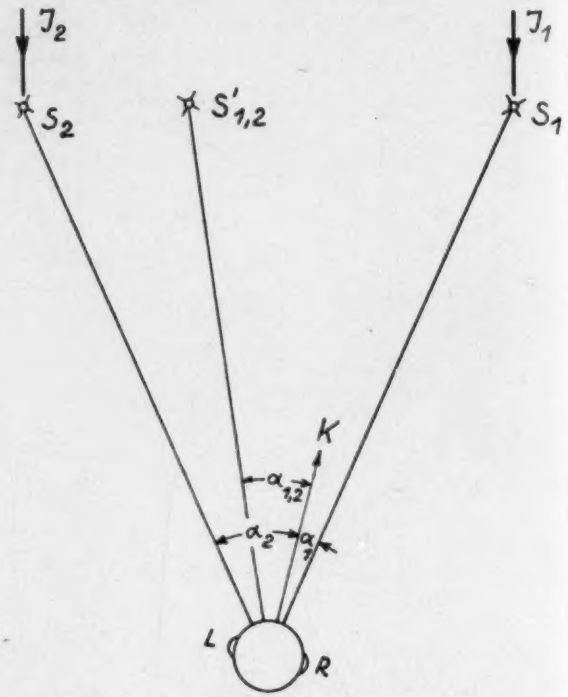

Abb. 9. Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden

wobei J_R = Intensität am rechten Ohr
J_L = Intensität am linken Ohr ist.

Das Entsprechende gilt für die Schallquelle S_2. Ist der von S_1 und S_2 gelieferte Klang völlig gleich, so ist das an den beiden Ohren des Zuhörers entstehende Intensitätsverhältnis gegeben durch

$$i_{1,2} = \frac{J_{R1} + J_{R2}}{J_{L1} + J_{L2}}$$

Um den bei einem bestimmten Verhältnis der von den Lautsprechern abgestrahlten Intensitäten

$$\frac{J_1}{J_2} = v$$

auftretenden scheinbaren Lokalisierungswinkel

$\alpha_{1,2}$, der zu der scheinbaren Schallquelle $S'_{1,2}$ gehört, zu finden, müssen wir versuchen, eine Beziehung zwischen dem Schalleinfallswinkel und den Intensitätsverhältnissen an beiden Ohren aufzustellen. Wir können diese Beziehung aus den bekannten, in Abb. 10 dargestellten Messungen von SIVIAN und WHITE[18]) die die Intensitätsänderungen bei horizontaler Bewegung einer Schallquelle um den Kopf herum zum Gegenstand haben, recht gut ablesen.

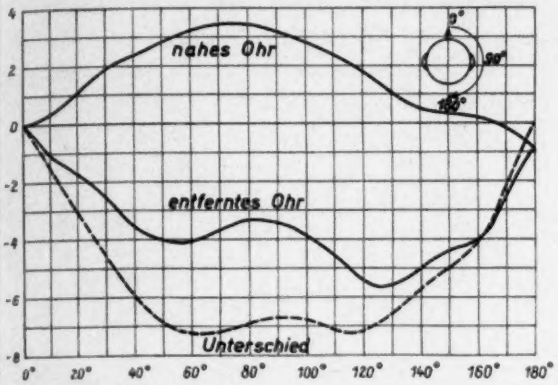

Abb. 10. Lautstärkeänderung bei horizontaler Bewegung der Schallquelle (Sprache) um den Kopf. (Nach STEINBERG und SNOW)

Wir sehen, daß der Logarithmus des an den Ohren entstehenden Intensitätsverhältnisses in einem Bereich von 0 bis etwa 50° annähernd linear von dem Einfallswinkel abhängt; erst bei größeren Winkeln ist der Verlauf ein wesentlich anderer. Innerhalb des Bereichs von 0 bis + 50° gilt für das Intensitätsverhältnis i also

$$\ln i = k \cdot \alpha$$
$$i = e^{k \cdot \alpha}.$$

Die Konstante k ist, wie man ebenfalls aus den Messungen von SIVIAN und WHITE (Abb. 11) ablesen kann, von der Frequenz abhängig; ihr ungefährer Verlauf ist in Abb. 12 dargestellt. Es bildet sich aber, wie sich aus der in Abb. 10 dargestellten Messung ergibt, für einen zusammengesetzten Klang, z. B. für Sprache, ein Generalwert für k heraus.

Wir können nun das Produkt der von einer Schallquelle herrührenden Intensitäten an beiden Ohren als praktisch konstant ansehen, so daß wir schreiben können

$$J_{R1} \cdot J_{L1} = a = c \cdot J_1^2$$
$$J_{R2} \cdot J_{L2} = b = c \cdot J_2^2$$

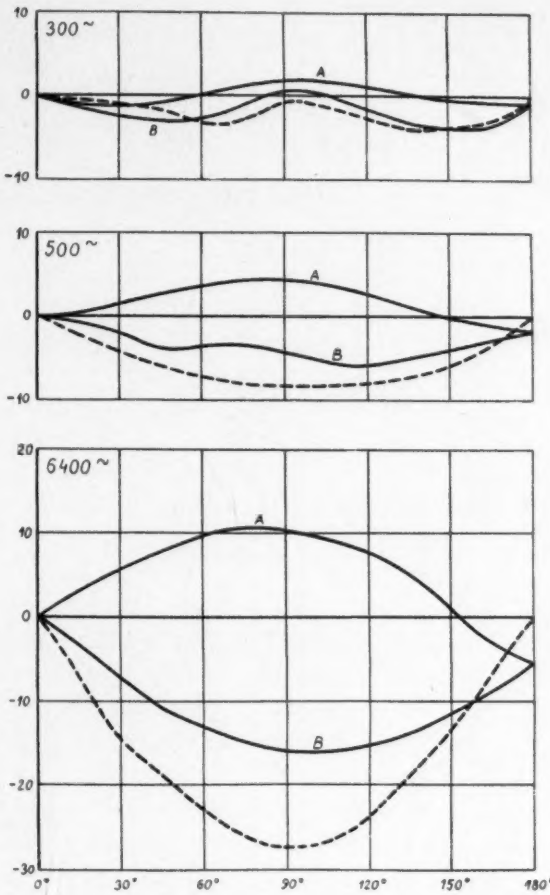

Abb. 11. Lautstärkeänderung bei Bewegung der Schallquelle um den Kopf herum. (Nach STEINBERG und SNOW)

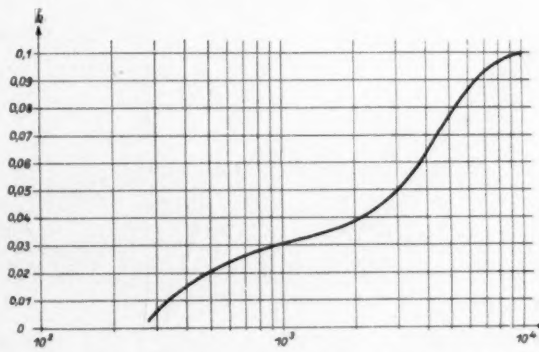

Abb. 12. Frequenzabhängigkeit der Größe k (angenäherter Verlauf)

[18]) L. J. SIVIAN und S. D. WHITE, Minimum Audible Sound Fields. J. Acous. Soc. Am. April 1933.

und

$$\frac{J_1}{J_2} = v = (+)\sqrt{\frac{a}{b}}.$$

Nach Einsetzen der Werte aus (2) und (3) in (1) erhält man

$$i_{1,2} = \frac{v \cdot e^{k \cdot \alpha_1} + e^{k\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right)}}{v + e^{k\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right)}}.$$

Der Lokalisierungswinkel der scheinbaren Schallquelle $S_{1,2}$ ist also

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{k}\left[\ln\left(v \cdot e^{k \cdot \alpha_1} + e^{k\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right)}\right) - \ln\left(v + e^{k\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right)}\right)\right].$$

Wir haben damit die Beziehung zwischen den Winkeln, unter denen die beiden Schallquellen (Lautsprecher) vom Beobachter gehört werden, und dem Winkel, unter dem er die scheinbare Schallquelle bei einem bestimmten Intensitätsverhältnis wahrnimmt. Diese Beziehung gilt entsprechend unserer Voraussetzung nur, solange keiner dieser Winkel die Größe von $\pm 50^0$ überschreitet. Für die praktischen bei der Tonfilm-Übertragung vorliegenden Verhältnisse kann man nun diese Voraussetzung ohne Schwierigkeiten machen. Es gibt in einem Theater nur wenige Plätze, bei denen der Gesamt-Betrachtungswinkel, der sich aus α_1 und $(-)\,\alpha_2$ zusammensetzt, 50^0 überschreitet. Die obere Grenze für diesen Winkel liegt aus Gründen der Bildbetrachtungsgüte etwa bei 60^0. Selbst an Plätzen, an denen dieser Winkel erreicht wird, kann der Zuhörer seinen Kopf noch bis auf 10^0 dem einen oder dem anderen Lautsprecher zuwenden, ohne daß die gefundene Beziehung ihre Gültigkeit verliert.

Bei der raumbezüglichen Übertragung muß nach unserer vorher gegebenen Definition die Forderung erfüllt sein, daß der scheinbare Ort der Schallquelle sowohl vom Ort des Zuhörers als auch von seiner Kopfdrehung unabhängig ist. Wir wollen nun sehen, wie weit dies bei der Summenlokalisierung gewährleistet ist. Wir führen zu diesem Zweck Begriffe ein, die den praktischen Verhältnissen im Tonfilmtheater entsprechen, und zwar den Winkel

$$\gamma = \alpha_1 - \alpha_2;$$

das ist der Winkel, der durch die Verbindungslinien Schallquellen (Lautsprecher) — Kopf miteinander gebildet wird (Abb. 13). Wir können ihn als Winkel des Lokalisierungsbereiches bezeichnen. Er entspricht im allgemeinen dem Bildbetrachtungswinkel. Als Maß für die Kopfdrehung setzen wir den Winkel

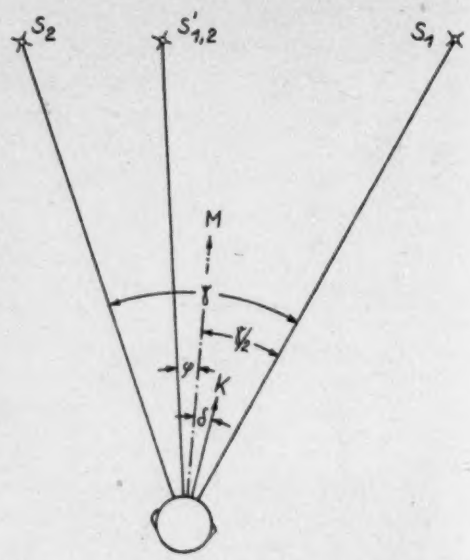

Abb. 13. Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden

$$\delta = \frac{-(\alpha_1 + \alpha_2)}{2}.$$

Er ist gerechnet von einer Kopfrichtung, die mit der Winkelhalbierenden M des Winkels γ übereinstimmt.

Schließlich ist

$$\varphi = \alpha_{1,2} + \delta$$

der Lokalisierungswinkel für die scheinbare Schallquelle $S'_{1,2}$, bezogen auf die Winkelhalbierende M. Führen wir diese Begriffe in die vorher gegebene Gleichung ein, so erhalten wir für den Winkel φ nach entsprechender Umformung die Beziehung

$$\varphi = \frac{1}{k}\left[\ln\left(v \cdot e^{k \cdot \frac{\gamma}{2}} + 1\right) - \ln\left(v + e^{k \cdot \frac{\gamma}{2}}\right)\right].$$

δ kommt nicht vor; somit zeigt sich, daß der Winkel φ und der scheinbare Schallquellenort von der Drehung des Zuhörerkopfes unabhängig ist. Errechnet man als Beispiel die Werte von φ für einen bestimmten Zuhörerplatz ($\gamma = 40^0$) in Abhängigkeit von v und setzt für

k den aus Abb. 10 gewonnenen Wert ein, so erhält man den in Abb. 14 wiedergegebenen Verlauf. Hierbei ist als Abszissen-Maßstab neben dem Winkel gleichzeitig der Ort an der Bildwand angegeben. Diese zweite Skala gilt jedoch nur für Plätze, die auf der Mittelsenkrechten liegen.

Wir sehen, daß der Ort der scheinbaren Schallquelle sich im mittleren Bereich der Bildwand ziemlich linear ändert. Den Orten der beiden Lautsprecher, also im allgemeinen den seitlichen Grenzen der Bildwand, nähert er sich mit zunehmendem bzw. abnehmendem v asymptotisch $\left(\text{für } v = 0 \text{ bzw. } \infty \text{ wird } \varphi = \frac{-\gamma}{2} \text{ bzw. } = \frac{+\gamma}{2}\right)$, was unserer Vorstellung durchaus gerecht wird.

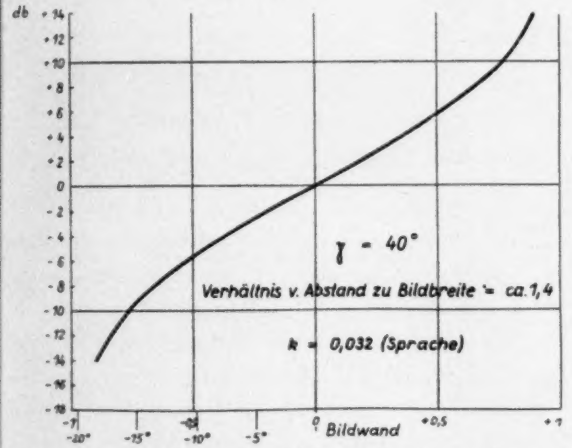

Abb. 14. Summenlokalisierung auf Grund von Intensitätsunterschieden

Es bleibt nun noch zu untersuchen, welche Änderungen mit der Veränderung des Ortes des Zuhörers auftreten, und zwar

1. mit weiterer Entfernung von der Bildwand auf der Mittelsenkrechten, und
2. bei Plätzen, die seitlich der Mittelsenkrechten liegen.

Beides kann man aus der oben angegebenen Beziehung für φ ermitteln. Die Veränderung des Schallquellenortes bei weiterer Entfernung von der Bildwand für verschiedene v zeigt Abb. 15. Man sieht, daß die Änderung sehr klein ist und bei größerer Entfernung immer mehr abnimmt. Eine größere Änderung tritt ein bei seitlicher Veränderung des Zuhörerplatzes.

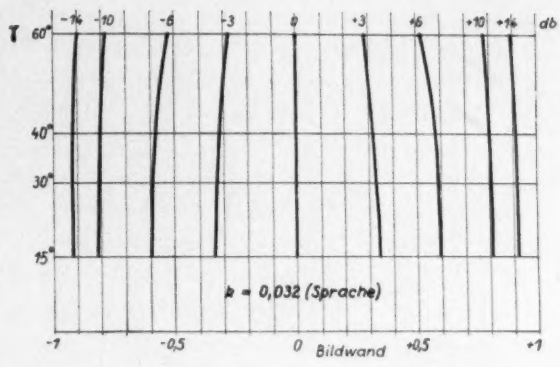

Abb. 15. Abhängigkeit des scheinbaren Schallquellenortes vom Zuhörerabstand

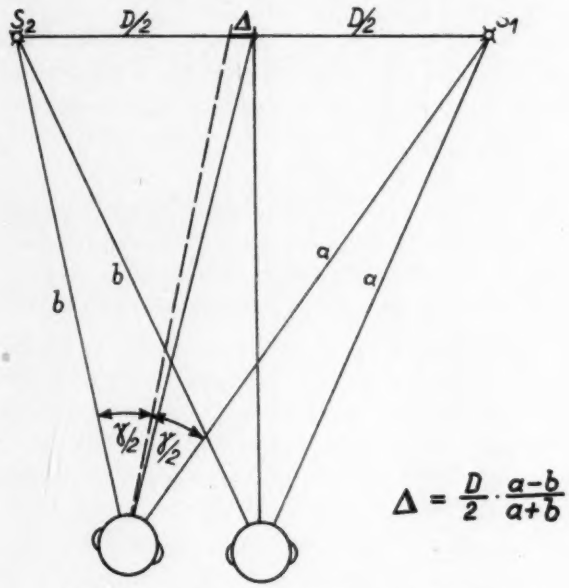

Abb. 16. Verschiebung des Mitteneindruckes bei seitlicher Betrachtung

Bei $v = 1$ sollte der Schallquellenort auf der Mitte der Leinwand liegen. Er liegt in Wirklichkeit, da φ für $v = 1$ Null wird, auf der Winkelhalbierenden des Winkels γ. Hierdurch ergibt sich bei seitlichen Plätzen eine Verschiebung, die für kleine Werte von φ am größten ist und die um so größer wird, je größer die Wegdifferenz vom Zuhörer zu den beiden Lautsprechern und je kleiner die Entfernung von der Bildwand ist (Abb. 16). Für die Verschiebung Δ des Mitteneindrucks gilt dann, wenn a und b die Wege und D die Breite der Bildwand bedeutet,

$$\Delta = \frac{D}{2} \cdot \frac{a-b}{a+b}.$$

Mit dieser Verschiebung ändert sich die in Abb. 14 dargestellte Kurve bezogen auf den Bildwandort entsprechend. Es tritt nun aber bei den seitlichen Plätzen noch aus einem weiteren Grunde eine Verschiebung in gleicher Richtung auf.

b) Summenlokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden

Beim natürlichen zweiohrigen Hören spielen neben den Intensitäts-Unterschieden bekanntlich auch Zeit- und Phasen-Unterschiede eine Rolle. Welche Rolle sie bei der Summenlokalisierung spielen können, erscheint zunächst ganz unklar. Wir haben bereits bei früherer Gelegenheit darauf hingewiesen, daß die bei der Summenlokalisierung auftretenden Zeitunterschiede die beim Hören einer Schallquelle vorkommenden um ein Vielfaches übertreffen, und daß man sich sehr schwer vorstellen kann, in welcher Weise diese Zeitunterschiede sich den Intensitäts-Unterschieden bei der Summenlokalisierung überlagern, zumal eine eindeutige Zuordnung eines Zeitunterschiedes zu einem Intensitäts-Unterschied nur beim natürlichen Hören einer Schallquelle nicht aber bei der Summenlokalisierung vorhanden ist. Aber schon früher wurde gefunden, daß auch bei der Summenlokalisierung Zeitunterschiede eine Rolle spielen. De Boer hat nun kürzlich Untersuchungen über den Einfluß der Zeitunterschiede bei der Summenlokalisierung durchgeführt[19]) (Abb. 17). Allerdings erstrecken sich seine Untersuchungen nur bis auf Zeitunterschiede von etwa 3,5 ms, was einer Wegdifferenz von etwa 1 m entspricht. In Wirklichkeit, z. B. in einem größeren Theater, können, wie man leicht einsehen kann, die Zeitunterschiede erheblich größer werden. Wenn auch noch nicht eindeutig geklärt ist, in welcher Weise die Summenlokalisierung durch größere Zeitunterschiede beeinflußt wird, so ist doch sicher, daß das Vorhandensein einer solchen auf Zeitunterschieden beruhenden Lokalisierung für die raumbezügliche Übertragung nur vom Übel ist; denn für die verschiedenen Plätze eines Theaters sind die Weglängen zu den Lautsprechern auch verschieden. Praktisch gesehen bedeutet dies, daß die scheinbare Schallquelle von einem Zuhörer, der dem einen Lautsprecher näher sitzt als dem andern, mehr nach diesem Lautsprecher hin lokalisiert wird, als von einem Zuhörer, der auf der Mittelsenkrechten sich befindet. Es ist vorgeschlagen worden, durch Verwendung verschiedener Lautsprecher und Einschaltung von Zeitverzögerungsgliedern die bestehenden Zeitunterschiede zu verringern oder zu beseitigen. Dieser Weg erscheint jedoch ziemlich kompliziert.

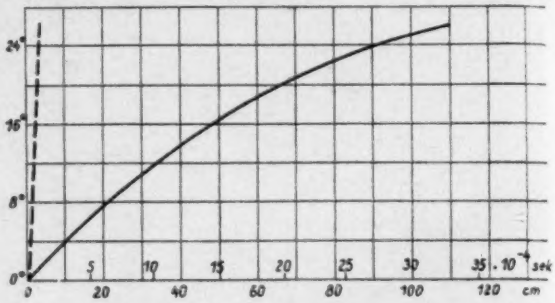

Abb. 17. Summenlokalisierung auf Grund von Zeitunterschieden. (Nach de Boer)

Auch bei der Summenlokalisierung ergeben Intensitäts- und Zeitunterschiede zusammen einen resultierenden Lokalisierungseindruck, solange die Zeitunterschiede nicht so groß sind, daß die Einheit des Klanges, der von den beiden Lautsprechern kommt, gefährdet ist. Wir können also durch Intensitäts-Unterschiede auch Zeitunterschiede kompensieren. Dies ergibt für die Richtcharakteristik der Wiedergabe-Lautsprecher eine wichtige Regel. Bei Beschickung beider Lautsprecher mit einem Klanggemisch von gleicher Intensität muß die Abstrahlung der Lautsprecher so erfolgen, daß die Intensität des entfernter liegenden Lautsprechers die des näher befindlichen übertrifft. Man kann zu diesem Zweck die Lautsprecher nochmals in mehrere Einheiten unterteilen, oder den Lautsprechern eine bestimmte Richtcharakteristik erteilen. Es würden sich dann für ein Theater die in Abb. 18 gezeigten Polardiagramme ergeben. Mit der so gewonnenen Intensitätsverteilung kann nun auch gleichzeitig die vorher behandelte Verschiebung des Mittel-Eindrucks bei den seitlichen Plätzen auf

[19]) K. de Boer, a. a. O. (s. Anm. 17).

Grund der geometrischen Verhältnisse weitgehend kompensiert werden.

Diese Kompensation der Zeitunterschiede durch Intensitäts-Unterschiede ist nun für tiefe Töne nicht möglich; denn für niedrige Frequenzen bleibt zwar die Lokalisierungsfähigkeit auf Grund von Zeitunterschieden bestehen, sie geht aber für Intensitäts-Unterschiede verloren (k wird $= 0$, bei der Summenlokalisierung wird φ unbestimmt). Die tiefen Töne würden also für seitlich gelegene Plätze den Lokalisierungseindruck stören. Der von

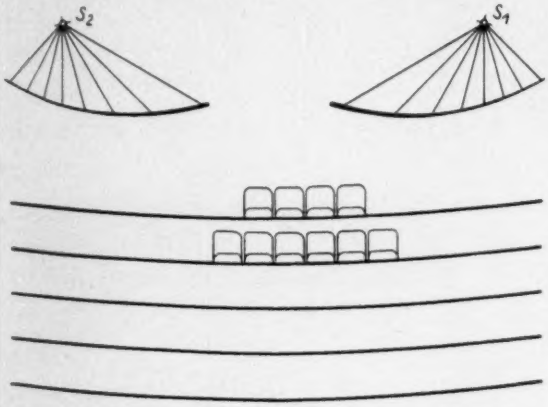

Abb. 18. Richtcharakteristik der Lautsprecher (schematisch) bei stereophonischer Wiedergabe

uns bei früherer Gelegenheit[20]) gemachte Vorschlag, die tiefen Töne durch einen einzigen Lautsprecher oder eine einzige Lautsprechergruppe wiederzugeben, bedeutet aber dagegen eine wirksame Abhilfe.

4. Raumbezügliche Übertragung mit zwei Kanälen

Die Theorie der Summenlokalisierung zeigt uns, daß zwei Energiequellen ausreichen, um die scheinbare Schallquelle innerhalb einer horizontalen Ebene an einem bestimmten Punkt zwischen zwei Lautsprechern, d. h. auf der Bildwand, erscheinen zu lassen. Damit ist aber bewiesen, daß auch für eine raumbezügliche stereophonische Übertragung grundsätzlich zwei Übertragungskanäle ausreichen, wenn man sich auf die Erfassung einer Ebene beschränkt, was aus den oben genannten Gründen zulässig ist und auch bei allen bisherigen theoretischen und praktischen Arbeiten auf diesem Gebiet tatsächlich geschehen ist. Die aufnahmetechnische Seite muß dann der Bedingung genügen, daß die Mikrophone die Intensität an die beiden Kanäle in einem Verhältnis liefern, das dem scheinbaren Ort der Schallquelle nach der Summenlokalisierungskurve entspricht und zwar, mit einer gewissen durch die Perspektive des fotografischen Bildes gegebenen Abweichung unabhängig von dem Abstand von der Mikrophonbasis, und der weiteren, daß die Intensität bei seitlicher Bewegung der wirklichen Schallquelle unter Beibehaltung des Abstandes der Mikrophonbasis konstant bleibt.

Verwendet man bei der Aufnahme Mikrophone ohne besondere Richtwirkung, so ist das an die Kanäle gelieferte Intensitätsverhältnis für jeden Ort der Schallquelle gegeben durch die Entfernung von dem jeweiligen Mikrophon entsprechend dem bekannten Entfernungsgesetz. Setzt man beispielsweise zwei Mikrophone in einigem Abstand voneinander vor die Aufnahmebühne, so kann man zwar für eine bestimmte Entfernung von der Mikrophonbasis den gewünschten Verlauf des Intensitätsverhältnisses herstellen. Es treten aber Schwierigkeiten auf, wenn auch die anderen genannten Bedingungen erfüllt sein sollen.

Zunächst ist bei einer solchen Anordnung der Verlauf des Intensitätsverhältnisses für einen bestimmten Weg der Schallquelle von einer Seite zur anderen ein anderer, je nachdem wie weit die Schallquelle von der Basis der Mikrophone entfernt ist. Dies wird deutlich, wenn man Linien gleichen Intensitätsverhältnisses auf der Aufnahmebühne betrachtet, wie sie in Abb. 19 für zwei und für drei Mikrophone bzw. für zwei und für drei Kanäle dargestellt sind[21]).

Auch die Bedingung, daß die von den Mikrophonen aufgenommene Gesamtintensität bei seitlicher Bewegung der Schallquelle konstant bleibt, läßt sich bei der Mikrophonanordnung gemäß Abb. 19 nicht einhalten. Vielmehr wird die Gesamtlautstärke beispielsweise in der Mitte, d. h. an einem Punkt, der gleich weit von

[20]) H. Warncke, a. a. O. (s. Anm. 9).

[21]) J. C. Steinberg und W. B. Snow, a. a. O.

beiden Mikrophonen entfernt ist, stark zurückgehen. Schallquellen, die in der Mitte liegen. sind also verhältnismäßig ungenau zu lokalisieren. Sehr deutlich wird das aus den Messungen, die seinerzeit von STEINBERG und SNOW[21]) durchgeführt wurden und von denen Beispiele in Abb. 20 dargestellt sind. Besonders aus der für die Zweikanal-Übertragung mit zwei Mikrophonen gegebenen Darstellung sieht man ganz klar, daß die Lokalisierungsfähigkeit für die

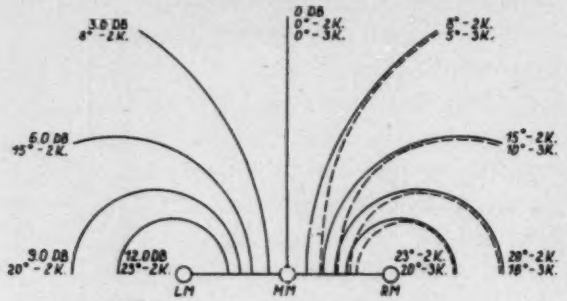

Abb. 19. Linien gleichen scheinbaren Winkels an der Aufnahmebühne. (Nach STEINBERG und SNOW)

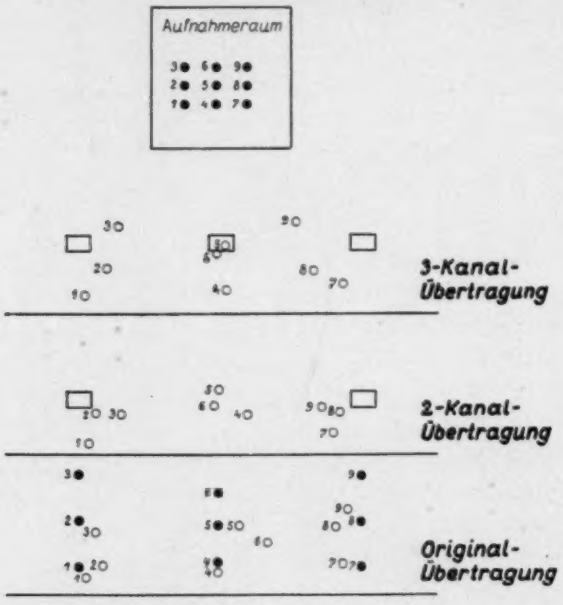

Abb. 20. Genauigkeit der Lokalisierung bei verschiedenen Übertragungsarten

Mitte unzureichend ist. Führt man, um diesen Nachteil zu beheben, ein Mittelmikrophon ein, so wird damit zwar die Tiefenempfindung in der Mitte verbessert, aber zugleich auch die Herstellung eines für die Summenlokalisierung genügenden Intensitätsverlaufs erschwert.

Bei Verwendung mehrerer ungerichteter Mikrophone ergeben sich Laufzeitunterschiede, die für verschiedene Entfernungen von der Mikrophonbasis verschiedene Werte annehmen. SolcheWegdifferenzen können auch dazu führen, daß der den Mikrophonen zugeführte Klang nicht mehr völlig gleich ist. Die Gleichheit des Klanges ist aber Vorbedingung für das Gelingen der Summenlokalisierung.

Schließlich ist noch eine Fehlermöglichkeit zu erwähnen, auf die M. DIETRICH[22]) aufmerksam gemacht hat. Bei der Aufstellung ungerichteter Mikrophone können dann Fehllokalisierungen eintreten, wenn eine stark gerichtete Schallquelle, als die man z. B. einen durch ein

Abb. 21. Fehllokalisierung einer stark gerichteten Schallquelle bei Mikrophonen ohne Richtcharakter

Megaphon rufenden Menschen betrachten kann (Abb. 21), auf der einen Seite der Bühne sich befindet und nun in Richtung der der anderen Seite zugeordneten Mikrophone tönt. Hierdurch kann das in den Kanälen entstehende Intensitätsverhältnis ein völlig anderes werden, als es dem Standort des Rufers entspricht.

Wir kommen auf Grund dieser Überlegungen dann zu einer Mikrophonanordnung, die große Ähnlichkeit mit der vorher für die Übertragung mit n Kanälen beschriebenen hat. Der Aufnahmeraum wird wieder in Sektoren aufgeteilt und jedem Sektor wird ein Mikrophon (M_1, M_2 usw.) zugewiesen, Abb. 22. Diese Mikrophone müssen also eine ausgesprochene Richtwirkung besitzen. Eine innerhalb eines Sektors befindliche Schallquelle (S_{12} usw.) wird dann nur von dem zugehörigen Mikrophon aufgenommen. Die von jedem Mikrophon aufgenommene Energie wird nun über Dämpfungsglieder a_1, b_1, a_2, b_2 usw. in einem Verhältnis auf die beiden Kanäle

[22]) Klangfilm G. m. b. H.

verteilt, das dem aus der Summenlokalisierungskurve für den entsprechenden Ort gewonnenen Wert entspricht.

Die grundsätzlichen Vorteile einer solchen Mikrophonanordnung bestehen im folgenden:

1. Die Richtigkeit der seitlichen Lokalisierung ist von dem Abstand von der Mikrophonbasis weitgehend unabhängig.
2. Die Lokalisierung in die Tiefe (die Entfernungsempfindung) ist für jeden Teil der Bühne gleich gut.
3. Laufzeitunterschiede treten nicht auf.
4. Eine Fehllokalisierung bei gerichteten Schallquellen, wie in dem Beispiel des rufenden Menschen, ist nicht möglich.
5. Der Verlauf der Lokalisierungskurve ist elektrisch korrigierbar.

Die notwendige Anzahl der Mikrophone wird wesentlich durch die Breite der Szene bestimmt. Die Frequenzabhängigkeit der Größe k kann

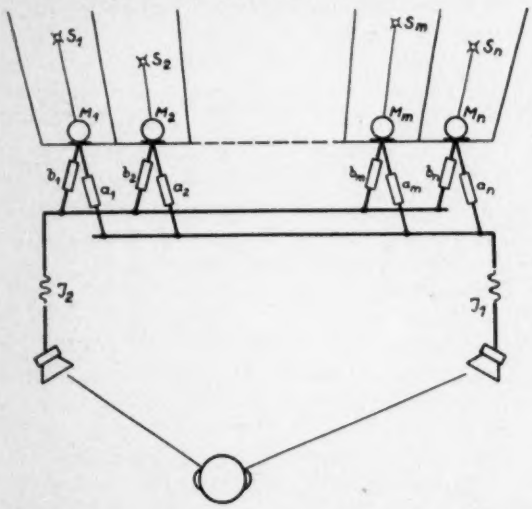

Abb. 22. Raumbezügliche Übertragung mit 2 Kanälen

dadurch berücksichtigt werden, daß die Dämpfungsglieder a und b entsprechende Frequenzabhängigkeit besitzen. Es wäre aber auch denkbar, daß es genügt, den für Sprache geltenden Generalwert von k der Bemessung der Dämpfungsglieder zugrunde zu legen.

Bei strenger Einhaltung der für Mikrophone vorgeschlagenen Anordnung würden seitliche Bewegungen der Schallquelle innerhalb eines Mikrophonsektors nicht mehr übertragen werden. Die Summenlokalisierungskurve würde dann nicht stetig sein, sondern eine Treppenform haben. Man wird daher zweckmäßig eine gewisse Überlappung der Aufnahmebereiche zweier benachbarter Mikrophone herbeiführen, damit die Summenlokalisierungskurve stetig wird, ohne daß die Zahl der Mikrophone sehr groß gemacht werden muß.

Um die Herstellung der notwendigen Richtwirkung bei den Mikrophonen zu erreichen, kann man sich schließlich ebenso wie bei der Wiedergabe auch bei der eigentlich stereophonischen Aufnahme auf das Gebiet der mittleren und hohen Frequenzen beschränken. Die tiefen Töne können dann durch ein oder mehrere ungerichtete Mikrophone aufgenommen werden, die an beide Kanäle über ein Tiefpaßfilter mit gleicher Verstärkung angeschlossen sind.

Zusammenfassend können wir also folgendes feststellen:

1. Für den Tonfilm muß die stereophonische Übertragung als raumbezügliche durchgeführt werden. Sie ist daher nur mit Lautsprechern zu verwirklichen.
2. Eine Übertragung mittels einer größeren endlichen Anzahl von Übertragungskanälen erfordert eine entsprechende Anzahl von Mikrophonen und Lautsprechern. Hierbei müssen zweckmäßig Mikrophone mit starker Richtwirkung verwendet werden.
3. Die Theorie der Summenlokalisierung zeigt, daß bei richtiger Anordnung der Aufnahme- und Wiedergabegeräte eine einwandfreie Lokalisierung mittels zwei Kanälen durchführbar ist, solange man sich auf eine Lokalisierungsebene beschränkt. Die Hinzufügung weiterer Kanäle hätte erst Sinn für die Erfassung anderer Ebenen. Hierauf kann aber im Tonfilm verzichtet werden.

Wenn insoweit die Grundlagen für die raumbezügliche stereophonische Übertragung im Tonfilm als weitgehend geklärt anzusehen sind, so bleiben doch eine Fülle von Problemen übrig, die nur empirisch, ja zum größten Teil nur in unmittelbarer Fühlung mit der praktischen Filmarbeit gelöst werden können. Hierher gehören in erster Linie die technischen Ein-

zelfragen der Mikrophon-Technik im Zusammenhang mit der Art und Ausdehnung der aufzunehmenden Szene. Wie die Technik des Mischens und Überspielens sich für die stereophonische Übertragung praktisch gestaltet, wird ebenso zu untersuchen sein wie die Frage, wie weit sich die Anforderungen an die akustischen Daten des Aufnahme- und des Wiedergaberaumes mit der Einführung der Stereophonie ändern. Schließlich wird sich auch zeigen, ob und in welchem Maße die neue Tonübertragungstechnik einen Einfluß auf die heute geübte Praxis der Bildaufnahme ausüben muß.

(Eingegangen am 19. Februar 1941.)

Akustisches Schrifttum

Bearbeitet von K. Patermann

Nachtrag von Büchern des Jahres 1939

ARENDT, R. Die angenäherte Berechnung von Fachwerkschwingungen bei gelenkigen und biegungssteifen Stabverbindungen. Dissertation. T. H. 1938.

BÄHRENS, KURT. Der Schallfilm. Geschichte, Technik, Einsatz. Eine erste Darstellung. Berlin: Stomps 1939. 47 S. 1,— RM.

BOE, LOUIS. Les installations sonores. Paris 1939. 98 S. 86 Abb. 35 fr.

BRITTON, KARL. Communication: a philosophical study of language. London: Kegan Paul & Co., Ltd., 1939. 290 S. 12 s 6 d. (Intern. Library of psychology, philosophy and scientific method.)

CAMMERON, J. R. Sound motion pictures, recording and reproducing. Cameron Publishing Co., Woodmont, Conn. 1939.

DAVIS, A. H. Modern acoustics. London: Bell & Sons, Ltd., 1939. 104 Abb. 26 s.

DAVIS, A. H., & C. J. MORREAU. The reduction of noise in buildings. London: H. M. Stationery Office, 1939. 52 S. 1 s.

DIECKMANN, JOH. SEEDEN. Beitrag zur Frage der Fundament- und Erdbodenschwingungen. Dissertation. Braunschweig 1939. 24 S.

ECKERT, GERHARD. Hörspiel und Schallfilm. Berlin: Verlag f. Recht u. Verwaltung 1939. (Wort und Ton, Bd. 3.)

FELDHUSEN, W. Das Echolot. Berlin: Verlag Deutsche Arbeitsfront G. m. b. H. 1939. 31 S. 0,45 RM.

GIFFORD, MABEL FARRINGTON. Correcting nervous speech disorders. London: Pitman & Sons, Ltd., 1939. 197 S. 12 s 6 d.

GOLDSMITH, F. H., & V. G. GEISEL. Techniques of recordings: a practical hand-book on recording. Chicago: Gamble Hinged Music Company, 1939. 43 S. 1,25 Dollar.

GRAY, LOUIS H. Foundations of language. London: McMillan & Co., Ltd., 1939. 37 s 6 d.

GREENLESS, A. E. The amplification and distribution of sound. London: Chapman & Hall 1939.

GRÖBER, J. Verfahren, das Rauschen von Elektronenröhren herabzusetzen. Dissertation Hamburg 1939.

HARTMANN, JUL. The acoustic air-jet generator. Academy of Technical Science, Copenhagen. Bulletin Nr. 4. 1939. 202 S. 14 Abb.

HECHT, HEINRICH. Zweckmäßiger physikalischer Aufbau eines akustischen Luftlotes. — POHL, R. W. Kurzbericht über Arbeiten aus dem Gebiet der Akustik. — HIEDEMANN, EGON. Neue optische Methoden zur Untersuchung der Abstrahlung von Schallgebern. München: R. Oldenbourg 1939. 42 S. 28 Abb. 2,50 RM. (Heft 10 der Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung.)

JACOB, WALTER. Die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit am Schmelzpunkt verschiedener leicht schmelzbarer Metalle sowie von Wasser und Eis. Dissertation. Göttingen 1939. 26 S.

KIETZ, ERHARD. Versuche über die Frequenzkonstanz elektrisch angetriebener Stimmgabeln. Dissertation. Leipzig 1939. 67 S.

KLEFFEL, F. Tonfilm-Anlagen und ihre Behandlung. Halle a. d. S.: W. Knappe 1939.

LUCAS, R., K. MENDELSSOHN & F. SIMON. Piézoélectricité (1935—1936), effets Volta. Thermoélectricité. Conductibilité électrique métallique, supraconductivité. Paris: Hermann & Cie. 1939. 25 fr.

MACNAUGHTON-JONES, H. Hearing and equilibrium. London: Baillière, Tindall & Cox 1939. 128 S. 7 s 6 d.

MADER, WILH. Untersuchung zur Verringerung des Klirrfaktors von Verstärkern vorwiegend für Trägerfrequenzsysteme. Dissertation T. H. München 1939.

MAHLEN, FRITZ. Die Fresnelsche Beugungserscheinung an Ultraschallwellen und ihre Auswertung nach der Methode von Mascart. Dissertation Jena 1939.

MILLER, W. E. The cathode ray oscilloscope. London: The Wireless and Electrical Trader 1939. 48 S. 2 s.

PANCONCELLI-CALZIA, G. Phonetik und Kultur. Hamburg: Hanseatischer Gildenverlag 1939. 78 S.

PETERSEN, OTTO. Entwicklung einer optischen Methode zur Messung von Ultraschallabsorption in Gasen und Flüssigkeiten. Dissertation Hamburg 1939.

RICHARDSON, E. G. Sound. A physical textbook. 2nd ed. 1939. 319 S. 111 Abb. 15 s.

RIECKMANN, PAUL. Absorption von Ultraschall in Quecksilber. Dissertation Hamburg 1939.

ROVINI, C. Il violino. Pisa: Nistri Lischi 1938. 302 S. 55 Abb. 15 Lire.

Schmitt, Ottohans. Einfluß von Verlusten auf das Verhalten von Reaktanzvierpolen. Dissertation T. H. München 1939. 34 S.

Stevens, S. S., & H. Davis. Hearing: its psychology and physiology. New York: J. Wiley and Sons; London: Chapman & Hall 1939. 22 s 6 d.

Vox, Wilhelm. Der Spalt- und Filmfrequenzgang bei der Tonfilmaufnahme und -wiedergabe. 23 S. Berlin: Klangfilm-G.m.b.H. 1938.

Wilska, Alvar. Untersuchungen über das Richtungshören. Dissertation. Helsingfors 1938. 86 S.

Winkhaus, Hans. Vergleichende akustische Untersuchungen. Dissertation. Berlin 1939. 80 S.

Wucherer, Heinz. Dreikreisige Bandfilter mit symmetrisch ausgeglichener Übertragungskurve. Dissertation T. H. Stuttgart 1939.

Test code for apparatus noise measurement. By Subcommittee on sound, A I E E New York 1939. 9 S. 0,30 Dollar.

Motion picture sound engineering. A series of lectures presented to the classes enrolled in the courses in sound engineering given by the Research Councel of the Academy of Motion Picture Arts and Sciences, Hollywood, California. London: Chapman & Hall, Ltd., 1938. 547 S. 30 s.

Nachtrag von Aufsätzen aus dem Jahre 1939

1. Allgemeines und Gesamtdarstellungen

Bibliography on phonetics. S. N. Trevins. Amer. Speech, Okt. und Dez. 1939.

Report on progress in sound. E. G. Richardson. Rep. Progr. Physics **5** (1939), S. 121—149, Rep. Phys. Soc. **6** (1939), S. 238—269.

An ear to the future. V. O. Knudsen. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 1, S. 29—36.

Golden age of sound. V. O. Knudsen. Popular Mechanics **72** (1939), S. 828—830.

La psychologie de l'audition. H. Pieron. Rev. Acoust. **8** (1939), S. 171—176. E. Esclargon. Rev. Acoust. **8** (1939), S. 189—195.

Our insect musicians. L. E. Dunkin. Etude **57** (1939), S. 438.

2. Physikalische Akustik

Sur la propagation des groupes d'onde et les relations entre la mécanique classique et la mécanique ondulatoire. G. Badarau. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), Nr. 15, S. 551—554.

Frequency produced by the combination of two vibrations of nearly equal frequency. G. E. Owen. Amer. Physics Teacher **7** (1939), S. 177—178.

Über die Möglichkeit einer akustischen Abbildung in Analogie zur optischen. R. Pohlmann. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), S. 140—141.

On the absorption of sound in metals. A. Akhieser. J. Phys., Moscow **1** (1939), Nr. 4, S. 289—298.

On the absorption of sound in solids. A. Akhieser. J. Phys., Moscow **1** (1939), Nr. 4, S. 277—287.

Absorption of sound in solid crystals. S. Tkachenko. J. exp. theoret. Physik USSR **9** (1939), Nr. 5, S. 622 bis 624.

Absorption of sound at solid boundaries. B. Konstantinov. J. techn. Physics USSR **9** (1939), S. 226—238.

Schallabsorption in feuchter und nebelhaltiger Luft. E. Hiedemann. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 59—60.

Sur la stabilité du son émis par un tuyau à anche battante soumis à une pression constante. L. Auger. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), Nr. 13, S. 508—509.

Die Tonhöhenschwankung von Sprache und Musik und ihre Messung nach gemeinsamen Versuchen mit W. Lottermoser. M. Grützmacher. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), S. 138.

Forme et propagation des ondes sonores dans un espace limité par des surfaces absorbantes. J. Brillouin. J. Phys. Radium (7) **10** (1939), Nr. 10, S. 497—503.

Distribution of eigentones at low frequencies. R. H. Bolt. Phys. Rev. **55** (1939), S. 420.

Freak effects of sound tested in odd laboratory. A. R. Boone. Popular Science **135** (1939), S. 120—123.

Synthetic speaker. H. Dudley, R. R. Riesy & S. S. A. Watkins. J. Franklin Inst. **227** (1939), S. 739—764.

Asymptotic distribrution of frequencies of a hollow space and surface sensions of an ideal gas. K. Husini. Phys. Math. Soc. Japan, Proc. **21** (1939), S. 759 bis 768.

The influence of the molecular interaction on the propagation of sound and the molecular dispersion of sound and liquids. V. Vladimirsky. J. exp. theoret. Physik USSR **9** (1939), S. 1226—1237.

The resonant radial frequencies of a cylinder with any wall thickness. G. S. Field. Canad. J. Res., Sect. A **17** (1939), S. 141—147.

Normal modes of vibration of a body-centered cubic lattice. P. Ch. Fine. Phys. Rev. **56** (1939), Nr. 4, S. 355—360.

Der Schallstrahlungsdruck in Flüssigkeiten. G. Hertz. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 3, S. 154.

Zur akustischen Reflexion und Brechung an Grenzschichten mit stetig veränderlichem Brechungsindex. A. Kling u. O. v. Schmidt. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 3, S. 154.

Einige Interferenzversuche in der Akustik. E. Krumm. Unterrichtsbl. Math. Naturw. **45** (1939), Nr. 8, S. 251 bis 254.

Combination tones in sound and light. W. Bragg. Nature, Lond. **143** (1939), S. 542—545.

The filtration of sound in non-homogeneous media. R. E. Lindsay. Science, New York **90** (1939), S. 409.

The transmission of sound inside pipes. P. M. Morse. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 205—210.

Vibration problems. J. Ormondroyd. J. appl. Mechan. **6** (1939), Nr. 3, S. A 127—A 130.

Interferenzerscheinungen vor Schallquellen. K. Osterhammel. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 61.

Etude d'un cas de propagation d'ondes élastiques; application thermodynamique. M. Parodi. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 140—146.

Transmission of sound through plates at oblique incidence. F. H. Sanders. Phys. Rev. **55** (1939), S. 1127.

Transmission of sound through thin plates. F. H. Sanders. Canad. J. Res., Sect. A **17** (1939), S. 179 bis 193.

Excitation of Chladni figures. L. Sibaiyi. Indian J. Physics **12** (1939), S. 407—408.

The effect of rotatory and lateral inertia on flexural vibration of prismatic bars. W. T. Thomson. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 198—204.

Les propriétés musicales des jets fluids. H. Vigneron. La Nature **67**, Part 1, S. 49—51, 191.

Die Wirkung intensiven Schalls auf Metallschmelzen. 2. Die Bedeutung der Frequenz und Intensität des Schalls für die Kornverfeinerung. Z. Elektrochem. **45** (1939), Nr. 10, S. 769—775.

Interaction impedance of a system of circular pistons. S. J. Klapman. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 1, S. 165.

An experimental investigation of the characteristics of certain types of noise. K. G. Jansky. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **27** (1939), Nr. 12, S. 763—768.

Generatore di uno spettro continuo ed uniforme di rumori. M. Nuovo. La Ricerca sci. **10** (1939), Nr. 11, S. 1059.

On the natural frequencies of vibrating systems. R. V. Southwell. Proc. roy. Soc., Lond. **173** (1939), Nr. 954, S. 131.

Das Bild der Reflexe und der Elemente der Akustik prismenförmiger Vielecke. G. A. Chigrinskij. J. techn. Physics USSR **9** (1939), S. 2120—2135.

La densità di energia in alcuni problemi di acustica. G. Sacerdote. Acta Pontif. Acad. Sci. **3** (1939), S. 47—52.

Sound energy density in an enclosure excited by directional source. C. R., Moskau (N. S.) **25** (1939), Nr. 1, S. 16—21.

Parachor und die Schallgeschwindigkeit in den metallischen Elementen. Binayendra. Math. Sen. Gazzetta Chimica Italiana **68** (1938), S. 662—664.

La vitesse du son dans les mélanges binaires des liquides, par une méthode de résonance. C. Salceanu. C. R. Acad. Sci., Paris **208** (1939), Nr. 2, S. 83—85.

Etude sur la vitesse de propagation et sur l'absorption du son dans les liquides sous pression. P. Biquard. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 130—139.

Neue Ergebnisse bei der Ausbreitung von Knallwellen in Flüssigkeiten und festen Körpern. O. v. Schmidt. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **19** (1938), S. 127.

Formula for the change of velocity of sound with temperature. A. E. Bate. Nature, Lond. **144** (1939), Nr. 3645, S. 479.

Determination of the velocity of sound in a gas: application to analysis of mixtures of helium, oxygen, and nitrogen. W. H. Dublin. Science **90** (1939), S. 399—400.

La vitesse du son dans les liquides par une méthode de résonance. C. Salceanu. C. R. Inst. Sci. Roum. **3** (1939), S. 576—588.

The velocity of sound waves and the temperature in the stratosphere in Southern California. B. Gutenberg. Bull. Amer. Meteorol. Soc. **20** (1939), S. 192—201.

Sound velocity and inter-molecular forces. M. R. Rao. Current Sci. **8** (1939), Nr. 11, S. 510—511.

3. Siebketten

Anti-harmonic filters. Their uses in reducing radiation. A. G. Chambers & W. Bacon. Wireless Wld. **45** (1939), Nr. 1048, S. 295—296.

Filtration of sound. II. R. B. Lindsay. J. appl. Physics **10** (1939), Nr. 10, S. 680—687.

4. Meßtechnik

Analysis of varying sound. K. Imahori. Nature, Lond. **144** (1939), Nr. 3651, S. 708.

Frequenzanalysator mit hochliegender Trägerfrequenz und mechanischem Bandfilter. G. Buchmann. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), S. 142—143.

A mechanical harmonic synthesiser-analyser. S. L. Brown. J. Franklin Inst. **228** (1939), Nr. 6, S. 675 bis 694.

Harmonic analysis by the method of central differences. D. C. Esplay. Phil. Mag. **28** (1939), Nr. 189, S. 338 bis 352.

Über ein Verfahren zur Synthese von Klängen. H. Pose u. K. H. Kleine. Verh. dtsch. Phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 80.

The degenerative sound analyzer. H. H. Scott. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 225—232.

A fixed path acoustic interferometer for the study of matter. J. C. Hubbard & J. F. Zartman. Rev. sci. Instrum. **10** (1939), Nr. 12, S. 382—386.

The synthephone. C. A. Culver & D. J. Williams. Rev. sci. Instrum. **10** (1939), Nr. 11, S. 319—321.

Die Anwendung des Tonfilms zur harmonischen Analyse. L. W. Pollak. Z. Instrumentenkde. **59** (1939), Nr. 5, S. 208—210.

Automatic frequency control. Directly stabilised oscillator. Wireless Wld. **44** (1939), Nr. 23, S. 545.

Measurement of sound, noise abatement, sound transmission through walls, floors and pipes. National Physical Laboratory. Engineering **148** (1939) S. 494—495.

Essai de mesure d'une vitesse du signal. J. Baurand. J. Phys. Radium **10** (1939), Nr. 9, S. 420—422.

Vergleich von Meßmethoden zur Bestimmung der Schalldämmung von Wänden. E. Lübcke u. J. Thilo. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 118.

Direkte Messung der Schallgeschwindigkeit mit Hilfe einer Elektronenstrahl-Stoppuhr. W. Jacob. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 116.

Sur un stéthoscope à sensibilité et sélectivité variables. H. J. Frossard. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), S. 728—730.

Übertragungsprüfer und Mikrophonwiderstandsmesser. A. Petersen. Ericsson Rev. 1939, Nr. 4, S. 132—136.

Metodo di misura del tempo di riverberazione con piu microfoni. F. Vecchiacchi & M. Nuovo. La Ricerca Sci. **10** (1939), Nr. 11, S. 1018—1020.

Supersonic stroboscope for measuring sound wavelength in liquids. F. E. Fox & C. D. Rock. Rev. sci. Instrum. **10** (1939), S. 345—348.

Acoustic meter. V. Federovich & S. Saltikov. J. techn. Physics USSR **9** (1939), S. 737—742.

Apparacchio portatile per le misura della nota d'accordo. A. Barone. Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **10** (1939), S. 1021—1024.

Elektronenstrahl-Oszillograph. Braunsche Röhre. Strahlungserzeugungssystem. A. Bigalke. Arch. techn. Messen **1939**, Lfg. 98, S. T 110—T 112.

Die Analyse von Niederfrequenz durch Lichtbeugung an Kapillarwellen. H. E. R. Becker. Ann. Phys., (5) **36** (1939), Nr. 7, S. 585—608.

Measurement of motor vibration. W. R. Hough. Electr. World **112** (1939), Nr. 25, S. 1743, 1800.

Acoustical analysis of the pressure waves accompanying desonation in the internal-combustion engine. Ch. S. Draper & Ph. M. Morse. Proc. 5. intern. Congr. appl. Mech. **1939**, S. 727—732.

An oscillographic technique for measurements in a network analyser. D. M. Myers & W. K. Clothier. J. Inst. electr. Engrs. Jap. Suppl. **85** (1939), Nr. 515, S. 639—645.

A simple logarithmic recording divice. R. Rogers and P. F. Willig. Rev. sci. Instrum. **10** (1939), S. 150—151.

5. Raum- und Bauakustik

Il regime del suono negli spazi chiusi. (Sale da spettacolo e auditoris.) D. Faggiani. Rend. Semin. mat. fis. Milano **12** (1938), S. 123—150.

The reduction of noise in buildings. Engng. **148** (1939), S. 474—475.

Die Wirksamkeit von Füllstoffen in Doppelwänden gegen den Durchgang von Luftschall. A. Jacobsen. Bauingenieur **20** (1939), S. 572—576.

Un studio radiophonique pour auditions publiques. L'Electricien **55** (2) (1939), Nr. 1716, S. 422—424.

The acoustical study of large rooms by means of models. A. Gigli. Istituto Elettrotecn. Naz. Galileo Ferraris, Reprint Nr. 55, S. 3—10.

Sound insulation of walls and flors. Techn. News Bull. Nat. Bur. Stand., Nr. 166, S. 58, 1939.

Normal modes of vibration in room acoustics: experimental investigations in nonrectangular enclosures. R. H. Bolt. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 184 bis 197.

L'acoustique d'une salle. L. Brillouin. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 163—171.

Insonorisation des salles. André Kessler. La techn. cinématogr., Mai **1939**, S. 1141—1145.

Community theaters: acoustic requirements. H. Buris-Meyer & E. C. Cole. Architectural Rec. **86** (1939), S. 94.

Architectural acoustics; sound, its fundamental properties and behavior. S. L. Macdonald & P. M. Morse. Architectural Forum **71** (1939), S. 131—134.

The acoustical design of broadcasting studios. J. Mc Laren. World-Radio **29** (11. 8. 1939), S. 14—15.

Acoustic condition factors in a room or studio. M. Rettinger. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 410 bis 420.

Acoustic treatment and measurements of the new Bombay studios of All-India Radio. N. L. Sahdev. Electrotechnics, Aug. **1939**, Nr. 12, S. 64—76.

Structural requirements of houses: insulation, thermal and acoustical. W. H. Hayes. Architectural Rec. **86** (1939), S. 85—86.

Acoustical control by acousti-celotex installations. Gr. Britain and the East **52**, Suppl. S. 16—17 (1939).

La physiologie de l'audition. H. Piéron. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 171—176.

A modern concept of acoustical design. C. C. Potwin & J. P. Maxfield. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 1, S. 48—55.

Sound conditioning with insulation board. Amer. Builder & Building Age **61** (1939), S. 67—69.

Prevention of noise in buildings. Morreau. Builder **156** (1939), Nr. 5013, S. 437.

Die Wirksamkeit von Füllstoffen in Doppelwänden gegen den Durchgang von Luftschall. Jacobsen. Bauingenieur **20** (1939), Nr. 47/48, S. 572—576.

Artificially controlled reverberation. S. K. Wolf. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **32** (1939), Nr. 4, S. 390—397.

Synthetic reverberation. P. C. Goldmark & P. S. Hendricks. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 635 bis 649. J. Inst. Radio Engrs. **27** (1939), Nr. 12, S. 747—752.

6. Schallübertragung und Rundfunk

The series-valve noise limiter: a new type of circuit for chopping noise-peaks. D. H. Bacon. QST. **23** (1939), Nr. 10, S. 15—17.

Reflexed amplifiers. S. J. Watson. Australian Wireless Amalgamated Techn. Rev. **4** (1939), S. 35—50.

Gerät zur Durchführung von akustischen Messungen der Linearität an Rundfunkempfängern. M. Santoro. Boll. C. G. E. **1939**, Heft 10, S. 119—120.

L'amplification sonore; sa technique, ses applications, ses progrès. I. P. Hémardinquer. Electricité **23** (1939), S. 201—206.

Frequency or phase modulation? D. I. Lamson & D. Weighton. Wireless Engr. **16** (1939), Nr. 195, S. 597.

A noise-free radio receiver. G. W. Flyer & I. A. Worcester. Gen. Electr. Rev. **42** (1939), Nr. 7, S. 307 bis 310.

Frequency modulation. Ch. H. Yocum. Commun. **19** (1939), Nr. 11, S. 5.

Frequency modulation receiver. Service **1939**, S. 388, 476, 518.

Wave-shape plots for checking amplifier distortion. QST. **23** (1939), Nr. 5, S. 50—51.

L'acoustique et la TSF. M. Tournier. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 182—189.

Speech-bands. Electrician **123** (1939), Nr. 3196, S. 239 bis 240.

The articulation of a circuit. Electrician **123** (1939), Nr. 3197, S. 260—261.

The use of band articulation. Electrician **123** (1939), Nr. 3199, S. 291—292.

Recognition of transient sounds. Electrician **123** (1939), Nr. 3198, S. 276—277.

7. Schallübertragung auf Leitungen

I limitatori di ampiezza e i sistemi autoregulati nella tecnica delle comunicazioni. M. Nuovo. Ricerca Sci. **10** (1939), S. 261—270.

Übertragung breiter Frequenzbänder über Kabel. A. Agricola. Z. VDI. **83** (1939), Nr. 30, S. 369—377.

The calculation of articulation for effective rating of telephone circuits. L. C. Pocock. Electr. Commun. **18** (1939), Nr. 2, S. 120—132.

8. Membranen und Platten

Vibration of metallic discs by rhythmic sublimation. T. Okaya & T. Tōbusi. Phys. Math. Soc. Japan, Proc. **21** (1939), S. 768—786.

Vibrations of free square plates. Normal vibrating modes. M. D. Waller. Proc. phys. Soc., Lond. **51** (1939), Nr. 5, S. 831—844, Nr. 287.

On transverse vibrations of curved membranes. C. E. Weatherburn. Phil. Mag. **28** (1939), Nr. 191, S. 632—634.

Sur les propriétés asymptotiques des fonctions et valeurs propres des plaques vibrantes. A. Pleijel. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), Nr. 20, S. 717—718.

On the spherical velocity microphone. M. Matudaira. Nippon electr. communic. engng. 1939, Nr. 17, S. 52.

9. Telephone

Die Theorie des Telephon-Empfängers. A. Ferrari-Toniole. Istituto Elettrotecn. Naz. Galileo Ferraris, Reprint Nr. 51, 23 S., 1939.

Un récepteur téléphonique commercial perfectionné. I. S. P. Roberton. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 147—162.

10. Lautsprecher und Übertragungsanlagen

The design of intercommunication loud speakerphones. Electronics & Television, Lond. 1939, Nr. 141, S. 664, 666.

Biconical electromagnetic horns. W. L. Barrow, L. J. Chu & J. J. Jansen. Proc. Inst. Radio Engrs., Lond. **27** (1939), Nr. 12, S. 769—779.

Quelques considérations sur le placement des sirènes d'alerte. Pol de Bruync. Ann. Assoc. Ecoles spec. Gand, V. **29** (1939), S. 713—742.

Efficient megaphone. F. R. Watson. Sci. Amer. **160** (1939), S. 320—321.

Berechnungsverfahren des Schallfeldes eines Trichter-Lautsprechers. J. M. Sucharewskij. Bull. Acad. Sci. USSR, Cl. Sci. techn. 1939, Nr. 7, S. 73—96.

L'amplification sonore. Sa technique, ses applications, ses progres. P. Hémardinquer. Electricité **23** (1939), S. 201—206; **24** (1940), S. 11—17.

Das akustische Labyrinth. Funk 1939, Nr. 4, S. 89—90.

Lautsprecheranlagen auf italienischen Eisenbahnstationen. S. Dorati. Riv. tecn. Ferrov. ital. **55** (1939), S. 359—384.

The design of sound amplifier systems for warnings in factories. Electronics & Television, Lond. 1939, S. 581—582, 587.

Proprietà elastiche e meccaniche dei coni degli altoparlanti a bobina mobile. Angelo Manfredi. La Ricerca sci. **10** (1939), Nr. 5, S. 404—415.

Considerazioni sull'importanza delle caratteristiche di massa della bobina mobile negli altoparlanti elettrodinamici. A. Saitz. Radio Ind. **5** (1939), S. 221—224.

11. Tonfilmtechnik

Class B push-pull recording for original negatives. D. J. Bloomberg & C. L. Lootens. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 664—669.

The class A—B push pull recording system. C. H. Cartwright & W. S. Thompson. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), Nr. 3, S. 389—395.

Adensitometric method of checking the quality of variable-area prints. C. R. Daily & I. M. Chambers. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 398—402

Demonstration of new B. A. sound-head. Kinematogr. Weekly, 18. 5. 1939, S. 33.

Photophone soundheads provide studio presence. Intern. Projectionist 1939, Nr. 1, S. 20.

Wrinkles in recording on acetate and nitrocellulose discs. R. B. Jacques. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **27** (1939), Nr. 10, S. 682.

Technical data on new RCA sound systems. Amer. Cinematogr. Febr. 1939, S. 76.

A sound-track projection microscope. G. M. Best. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 198—202.

New 16 mm recording equipment. D. Canady. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 571—572.

Notes on french 16 mm recording and reproducing equipment. D. Canady. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 573—577.

Directive acoustic pick-ups. Wireless Engr. **16** (1939), Nr. 195, S. 589.

Optical control of wave-shape and amplitude characteristics in variable-density recording. G. L. Dimmick. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 650—663.

Wireless record player for radios. General Electric Comp. Sci. Amer. **160** (1939), S. 164.

The BBC soundrecording service. A. R. Barrett. World-Radio **28** (1939), S. 12—13.

Silent substation for cinema-production. G. F. Maughmer. Electr. World **112** (1939), Nr. 25, S. 1762—1764.

Syncrosound system. R. C. Powell. Commun. **19** (1939), Nr. 11, S. 12.

A 16 mm studio recorder. R. W. Bender. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **32** (1939), S. 534—539.

12. Magnettontechnik

A new magnetic recorder and its adaptations. S. J. Begun. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **33** (1939), S. 538—546.

13. Schallplattentechnik

Semi-professional recorder. M. P. O'Hara. Radio News **21** (1939), S. 37—39.

New sound recording equipment. D. R. Canady & V. A. Wellman. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **32** (1939), S. 544—549.

New reproducing system. I. M. R. C. Duotrac. Electr. Rev., Lond. **124** (1939), S. 607.

14. Akustik in der Wehrtechnik

A study of air movement through axial-flow free-air propellers. M. F. Dowell. Gen. Electr. Rev. **42** (1939), Nr. 5, S. 210—217.

Über den Rotationsschall von Luftschrauben. E. Nepomnaschij. J. techn. Phys. USSR **9** (1939), S. 1227—1241.

Characteristics of silent propellers. A. W. Davis. Trans. Instn. Engrs. Shipb Scotl. **83** (1939), S. 29—68.

Vibration characteristics of aircraft engine - propeller-systems. CH. M. KEARNS. Soc. Automot. Engrs., J. **45** (1939), S. 540—548.

Intense combination-tones produced by flutter of airscrew. J. OBATA & Y. YOSIDA. Phys. Math. Soc. Japan., Proc. **21** (1939), S. 588—593.

Ears under water; anti-submarine warfare. Time **34** (6. 10. 1939), S. 66.

Listening on war; microphones find both submarines and planes. E. THONE. Science News Letter **36** (1939), S. 246—247.

On the mechanism of emitting singing sounds from revolving marine propellers. K. SATO & Y. KOHASI. Rep. aeron. Res. Inst., Tokio **13** (1938), S. 273—298.

Goniométrie acoustique sous-marine. Techn. mod. **31** (1939), Nr. 21/22, S. 667; L'Elettrotecnica **25**. 4. 1939.

15. Echolotung

Ein neuer elektro-akustischer Höhenmesser. JOHN H. JUPE. Aircr. Engng. **11** (1939), S. 444.

The submarine-cable depthometer. D. H. NELSON. Electr. Engng. **11** (1939), S. 444.

Altimètre intégrateur pour sondage aérologique. JEAN LUGEON. C. R. Acad. Sci., Paris **208** (1939), S. 1327 bis 1329.

16. Lärm- und Erschütterungsabwehr

Rolling of ships under way. G. S. BAKER. Trans. N-E Coast Instn. Engrs. Shipb. **56** (1940), Teil 1, S. 25—42. Shipbuild. Shipp. Rec. **54** (1939), Nr. 19, S. 502—505.

Sound measurements in industry. E. J. ABBOTT. J. appl. Physics **10** (1939), S. 526—531.

Planmäßige Betriebslärmabwehr. A. HASSE. Umschau **43** (1939), S. 853—857.

The analysis and measurement of noise in engineering problems with special reference to electrical machinery. B. B. RAY. Sci. and Cult. **5** (1939), Nr. 1, S. 17—25.

Lärmabwehr bei Motorenprüfständen. W. ZELLER. Wärme- u. Kältetechn. **41** (1939), S. 116—118.

Sound insulation characteristics for ideal partitions. K. C. MORRICAL. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 211—215.

Durch stoßartige Kräfte hervorgerufene Baustoffbeanspruchungen in schnellaufenden Kolbenmaschinen. E. SEILER. Autom.-techn. Z. **42** (1939), S. 371—375.

Vibration of radial aircraft engines. G. P. BENTLEY. Aeronaut. Sci. **6** (1939), S. 333—348.

Sur la suppression des vibrations an bord des grands paquebots. H. BÉGHIN. Mécanique **23** (1939), S. 98 bis 101.

Passenger-car road noise. E. E. WILSON & P. HUBER. Soc. Automot. Engrs., J. **45** (1939), S. 281—288.

Internal noises in motor vehicles. Engineering **148** (1939), S. 614—615.

Le problème du réglage des appareils antiroulis. M. Y. ROCARD. Mécanique **23** (1939), Nr. 287, S. 195—202.

Noise control. P. H. SMITH. Sci. Amer. **161** (1939), S. 204—207.

Experimentelle Untersuchung der Schalldämpfung in Ventilationskanälen. A. BELOV u. M. FAINSTEIN. J. techn. Physics USSR **9** (1939), S. 1499—1509.

An experimental investigation of the characteristics of certain types of noise. K. G. JANSKY. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. **27** (1939), Nr. 12, S. 763—768.

Rubber as anti-vibration material. KOSTEN. Ingenieur, Haag **54** (1939), S. 128.

17. Medizinische und physiologische Akustik (Gehör)

Instrumental aids for defective hearing. PHYLLIS KERRIDGE. Rep. Progr. Physics **5** (1939), S. 150—163.

Thyratron inflection indicator for teaching the deaf. T. A. STERNE & H. J. ZIMMERMANN. J. sci. Instrum. **16** (1939), S. 334—336.

The baneful effects of noise on human beings. N. M. BASU. Sci. and Cult. **5** (1939), S. 155—158.

Use of „warblestone" in precision ankiometry. E. G. BURR. Roy. Soc. Canada, Trans., Sect III **33** (1939), S. 73—81.

The upper frequency limit for the binaural localisation of a pure tone by phase difference. J. W. HUGHES. Proc. roy. Soc., Lond. (A) **172**, Nr. 950, S. 90.

Hören in der Stille. E. WAETZMANN. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen (2) **3** (1939), S. 1—30.

Fluctuation of the hearing threshold. S. LIFSHITZ. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 1, S. 118—121.

Piezoelectric measurements on the absolute auditory threshold for bone conduction. G. v. BEKESY. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 259—261.

18. Sprache

The physiology of the baritone voice. R. CURRY. Radiologica **2** (1938), S. 211—216.

Analysis of a perceptible series of partials in vocal sound. D. LEWIS & W. H. LICHTE. J. exp. Psychology **24** (1939), S. 254—267.

New approaches to the science of voice. C. E. SEASHORE. Sci. Monthly **49** (1939), Nr. 4, S. 340—350.

19. Musikalische Akustik

Just temperament. L. S. LLOYD. Music and Letters **20** (1939), S. 365—373.

Zur Klangwirkung von Clavichord, Cembalo und Flügel. F. TRENDELENBURG, E. THIENHAUS u. E. FRANZ. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), S. 137—138.

Notes on the general theory of impact of an elastic hammer on a finite pianoforte string. GHOSH. Sci. and Cult. **5** (1939), Nr. 2, S. 132—133.

Old violins. F. A. SAUNDERS. Science, New York **89** (19. 5. 1939), Suppl. S. 12.

Theory and practice of the excitation of piano strings. I. N. JAKOVLEV. J. techn. Physics USSR **9** (1939), Nr. 4, S. 321—328.

A theory of the arrangements of frets on the finger board of plucked instruments. N. JAKOVLEV. J. techn. Physics USSR **9** (1939), Nr. 9, S. 839—842.

L'acoustique et la musique. A. SCHAEFFNER. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 177—182.

Acoustical properties of especially fine-toned violins. H. MEINEL. J. Acous. Soc. Am. **11** (1939), Nr. 2, S. 257—259.

Variazioni nella qualità di un violino in seguito a restauro. La Ricerca sci. **10** (1939), Nr. 11, S. 1056—1058.

Orgelbaufragen im Lichte der akustischen Forschung. E. Thienhaus. Arch. Musikforsch. **4** (1939), S. 86, 98.

International standard of concert pitch. G. W. C. Kaye. Nature, Lond. **143** (1939), S. 905—906.

Die Eigenschwingung und Tonbildung der Harmoniumzungen. B. P. Konstantinov. J. techn. Physics USSR **9** (1939), S. 1820—1831.

20. Elektrische Musik

Electrical musical instruments (Survey). A. Ferrari-Toniolo. Boll. Centrol Volpi Elett., English Edition **1** (1938), S. 93.

A new electrical musical instrument: the „Storytone". Sci. Amer. **161** (1939), Nr. 5, S. 294—295.

Electric organs. Electr. Rev., Lond. **125** (1939), Nr. 3240, S. 816.

Electronic music. Electrician **123** (1939), Nr. 3200, S. 314—315.

21. Piezo-Kristalle

Quarze. A. Langevin. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), S. 627—630.

New piezoelectric devices of interest to the motion picture industry. A. L. Williams. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **32** (1939), S. 552—557.

22. Ultraschall

Gli ultrasuoni. L. Allegretti. Ciment (N. S.) **15** (1938), Nr. 6, S. 397—415.

Die elastischen Konstanten in festen Körpern bei Ultraschall. K. Bacher. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 68—69.

The dispersion of ultrasonic waves in liquids. R. Baer. Chandrasekhara Venkata Raman, Jubilee Volume (1938), S. 289—293.

The absorption of ultrasonic waves by electrolytes. P. A. Bazulin. J. Phys. Acad. Sci. USSR **1** (1939), Nr. 5/6, S. 431—437.

Dispersion and selective absorption in the propagation of ultrasound in fluids contained in tubes. G. S. Field. Canad. J. Res., Sect. A **17** (1939), Nr. 10, S. 197—201.

An ultrasonic stroboscope for measuring sound wavelength in liquids. F. E. Fox & George D. Rock. Rev. sci. Instrum. **10** (1939), Nr. 11, S. 345—348.

Perfezionamento del metodo per accertare l'omogeneità dei solidi mediante ultrasuoni. A. Giacomini & A Bertini. Ricerca Sci. **10** (1939), S. 921—925.

Orthokinetische Koagulation, die durch Schwingungen verursacht ist. J. J. Hermanns. Rec. Trav. chim. Pays-Bas **58** (1939), S. 164—173.

Dispersionsprobleme bei Hyperschallwellen. E. Hiedemann. Verh. dtsch. phys. Ges. (3) **20** (1939), Nr. 2, S. 60—61.

Effect of ultrasonic vibration on vaccinia virus. F. L. Hopwood. Nature, Lond. **144** (1939), S. 377.

Ein Ultraschallinterferometer mit veränderlicher Frequenz. V. Lopasic. Mitt. jugosl. Akad. Wiss. Künste, math.-naturwiss. Reihe **263** (82) (1939), S. 55—94.

Influence of an ultrasonic field on the crystallisation of supercooled liquids. R. Berlaga. J. exp. theor. Phys. USSR **9** (1939), Nr. 11, S. 1397—1398.

Sur les effects de biréfringence des liquides dues aux ondes ultra-sonores. R. Lucas. Rev. Acoust. **8** (1939), Nr. 4, S. 121—129.

Sur les vitesses ultrasoniques. J. Lintes. C. R. Acad. Roum. **2** (1938), Nr. 6, S. 701—706.

Jets gazeux à vitesse supersonique et luminosités de détonation. H. Muraour. Chem. et Ind. **42** (1939), Nr. 4, S. 604—606.

Über die Entgasung des Wassers unter der Einwirkung des Ultraschalles. P. Paunoff. Ann. Univ. Sofia, Fac. phys.-math. **35** (1938/39), Nr. 1, S. 179—205.

Supersonics and the effect of water vapor on molecular vibration in CO_2; effect of temperature on supersonic velocity in CO_2; theory of secondary peak of sound absorption in CO_2. Pielemeier & Telfair; Overbeck & Wiler; Saxton. Phys. Rev. **55** (1939), S. 1127.

Influenza degli ultrasuoni sul „potenziale di scarica" dell'idrogeno. R. Piontelli. Atti dell Reale Accad. Naz. dei Lincei. Pendiconti, classe d'scienze, fische, mathem. e naturali **27** (1938), S. 1—75.

Temperature dependence of velocity of ultrasound in liquids. P. Prosorov & V. Nozdrev. J. exp. theoret. Physik USSR **9** (1939), Nr. 5, S. 625—629.

The absorption of ultrasonic waves in air and in monoatomic gases. E. J. Pumper. J. Phys., Moscow **1** (1939), Nr. 5/6, S. 411—430.

Analogie supersonique du champ électromagnetique. D. Riabouchinsky. C. R. Acad. Sci., Paris **209** (1939), S. 587—589, 664—666.

Über die Wirkung von Ultraschallwellen auf die Kolloiderscheinungen. 5. Mitt.: Über den Einfluß auf die Thixotropie. 1. Untersuchung mit thixotropen Systemen von Aluminiumhydroxyd. N. Sata & N. Naruse. Kolloid-Z. **86** (1939), Nr. 1, S. 102—105.

Über die Wirkung von Ultraschallwellen auf die Kolloiderscheinungen. 5. Mitt.: Über den Einfluß auf die Thixotropie. 2. Untersuchungen an thixotropen Systemen von Eisenhydroxyd. N. Sata & N. Naruse. Kolloid-Z. **89** (1939), Nr. 3, S. 341—344.

Dispersion of metals in liquids in a supersonic field. L. M. Solveva. Colloid J. **5** (1939), S. 289—297.

Lowering the flashpoint of mineral oil by supersonic waves. G. Sadakiyo & T. Siraisi. Electrot. Labor. Tokyo, Japan, Res. Nr. 430, 1939, S. 10—11, 33.

Bestimmung von Schäden in Metallerzeugnissen mittels Ultraschallverfahren. D. S. Sreiber. Savodsk. Labor. **8** (1939), S. 816—826.

Zerreißen von Makromolekülen mit Ultraschall. G. Schmid & O. Rommel. Z. Elektrochem. **45** (1939), Nr. 9, S. 659—661. Z. phys. Chem. Abt. A. **185** (1939), Nr. 2, S. 97—139.

Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. Brennstoff- u. Wärmew. **21** (1939), S. 151—155, 171—174.

Forschungen im Ultraschallgebiet. La Ricerca sci. **10** (1939), Nr. 6, S. 580—584.

„O. M. Corbino." Istituto Nazionale di Elettroacustica e commemorazione di Ricerche nel campe degli ultrasuoni. Ricerca Sci. **10** (1939), S. 580—584.

La galleria ultrasonora di Gidonia. A. Ferri. Atti Guidonia 1939, Nr. 15, S. 305—320.

Supersonic velocity in gases and vapours. Part IX. Specific heats and dispersion of supersonic velocity in organic. vapours. S. K. K. Jatkar. Indian J. Phys. **13** (1939), Part 6, S. 445—449.

Ultrasons et infrasons. M. ADAM. Génie civ. **115** (1939), Nr. 25, S. 433—435.

Transmission of supersonic sound through thin plates. F. H. SAUNDERS. Canad. J. Res., Sect. A **17** (1939), Nr. 9, S. 179—193.

The influence of the angle of incidence of light on the diffraction of light by supersonic waves. E. A. NEUMANN. Proc. phys. Soc., Lond. **51** (1939), Part 5, S. 794—802, Nr. 287.

Die Dispergierung von Indanthrenfarbstoffen im Ultraschallfeld. W. M. SESJULINSKI & S. S. TUMANSKI. J. phys. Chem. (russ.) **11** (1938), S. 801—804.

Visible stationary supersonic waves in liquids. O. NOMOTO. Phys. Math. Soc., Japan, Proc. **21** (1939), S. 495—496.

Supersonic dispersion and selective absorption in fluids contained in tubes. G. S. FIELD. Canad. J. Res., Sect. A **17** (1939), S. 197—201.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

K. W. WAGNER, **Operatorenrechnung nebst Anwendungen in Physik und Technik.** Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1940. 448 S., 126 Abb. Gr.-8°. Preis geb. 29,60 RM, brosch. 27,60 RM.

Der durch eine Reihe grundlegender Arbeiten bekannte Verfasser hat seine Vorlesungen über Operatorenrechnung im Wintersemester 1935/36, veranstaltet durch den VDE in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin, zusammengefaßt und wesentlich erweitert in Buchform wiedergegeben.

Nach einer Einleitung, in der die Arbeiten von HEAVISIDE gewürdigt werden, folgen die allgemeine Formulierung des Begriffes der LAPLACE-Transformation und die zugehörigen Rechenregeln. Mit dieser Transformation und deren Umkehrung wird eine große Zahl von technisch wichtigen Problemen gelöst, die in die Form von Differential- oder Integralgleichungen gekleidet werden können.

Um das Gesamturteil vorweg zu nehmen: Das Buch ist als Lehrbuch für den wissenschaftlich arbeitenden Ingenieur geschrieben und erlaubt damit die Anwendung der insbesondere von G. DOETSCH geförderten Theorie auf praktisch interessierende Aufgaben. Die Darstellung ist sehr klar und bevorzugt im Gegensatz zu der abstrakten Darstellung des Mathematikers die mathematisch-physikalische Betrachtungsweise. Von den in der Vorstellungswelt des Ingenieurs lebenden, bisher in Buchform veröffentlichten zusammenfassenden Darstellungen (CARSON, BERG, MCLACHLAN) ist das Werk von K. W. WAGNER zweifellos das beste.

Im Gegensatz zum HEAVISIDE-Kalkül gibt uns die LAPLACE-Transformation die Möglichkeit, nicht nur Einschwingvorgänge zu berechnen, sondern auch allgemeinere Ausgleichsvorgänge zu behandeln, die dann auftreten, wenn besondere Anfangsbedingungen in den Differentialgleichungen vorgegeben sind. Die LAPLACE-Transformation ist beim Verfasser definiert als

$$f(p) = p \int_0^\infty h(t)\, e^{-pt}\, dt. \tag{1}$$

$f(p) = f(i\,\omega)$ stellt für reelle Werte von ω das Frequenzspektrum des zeitlichen Ablaufes $h(t)$ eines Vorganges für $0 \leq t \leq \infty$ dar. Der Nutzen der LAPLACE-Transformation beruht darauf, daß eine gewöhnliche Differentialgleichung durch die Anwendung dieser Transformation in eine algebraische Gleichung verwandelt (Übergang in den „Unterbereich") und so leicht lösbar wird. Durch die Rücktransformation des Ergebnisses in den „Oberbereich" mit der Umkehrung von (1)

$$h(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \frac{f(p)}{p}\, e^{pt}\, dp \tag{2}$$

entsteht die Lösung der Differentialgleichung. Das komplexe Integral (2) wird mit funktionentheoretischen Methoden (Residuumsatz) behandelt, die in einem besonderen Anhang ihre Begründung finden. Das Ergebnis ist schließlich die bekannte Formel von HEAVISIDE. Ähnliches gilt auch für partielle Differentialgleichungen und die gelegentlich in der Technik auftretenden Integralgleichungen vom VOLTERRAschen Typus. Die des öfteren vorkommenden Transformationen bestimmter Oberfunktion $h(t)$ sind mit den zugehörigen Unterfunktionen $f(p)$ in Form von Tabellen zusammengefaßt, so daß man in vielen Fällen auf die Tabelle zurückgreifen kann, ohne von der Rechnung Gebrauch zu machen. Die Formelübersicht geht auch bei einigen Funktionen über die von CAMPBELL und FOSTER im Jahre 1931 veröffentlichte Formelsammlung Fourier Integrals for Practical Applications hinaus.

Einen wesentlichen Teil des Buches bildet die Darstellung der Oberfunktionen als asymptotische Reihen durch Reihenentwicklung im Unterbereich und Rücktransformation in den Oberbereich. Dies hat dann einen Sinn, wenn die Zahlenrechnung für große Werte der Zeit t sehr umfangreich wird.

Beim Studium der Beispiele gewinnt man nicht nur ein Gefühl für die Behandlung der Lösung einer Aufgabe, das Buch ist gleichzeitig eine ausgezeichnete Darstellung schwachstromtechnischer Probleme. Es wird die Theorie von gekoppelten Systemen, einfacheren Siebschaltungen und Leitungen ausführlich gegeben. Besondere Beachtung schenkt der Verfasser auch Aufgaben aus der Mechanik und der

Wärmelehre. Es entstehen Funktionen, z. B. LAGUERREsche Polynome, über deren physikalische Bedeutung man sich so am besten Klarheit verschaffen kann.

Für eine spätere Auflage des Buches, dem weiteste Verbreitung zu wünschen ist, würde es sich empfehlen, unmittelbar mit der LAPLACE-Transformation zu beginnen und die Einleitung über die Operatorenrechnung von HEAVISIDE an anderer Stelle einzufügen, da beim ersten Studium des Buches der Lesende sicherer in den Gedankenkreis des gesamten Werkes eingeführt wird. TISCHNER

FRANCIS E. FOX, **Sound Pressure on Spheres.** J. Acous. Soc. Am. 12 (1940), S. 147.

In der Arbeit wird eine genaue numerische Auswertung des von L. V. KING (Proc. Roy. Soc., Lond. A 147 (1934), S. 212) berechneten Strahlungsdruckes gegeben, der in einer reibungsfreien Flüssigkeit der Dichte ϱ_0 von einer ebenen fortschreitenden Schallwelle auf eine starre Kugel der Dichte ϱ_1 ausgeübt wird. Während sich für sehr kleine Kugeln ($\alpha = 2\pi r/\lambda \leq 1$) und sehr große Kugeln ($\alpha > 20$) einfache Näherungsformeln finden lassen, wird die Auswertung sehr umfangreich für Kugeln, deren Radius r mit der Wellenlänge λ vergleichbar ist, weil viele Glieder von Reihen mit BESSELfunktionen großen Arguments und hoher Ordnungen $(n + 1/2)$ berücksichtigt werden müssen. Die BESSELfunktionen wurden auf 7 Stellen berechnet oder aus vorhandenen Tafeln für niedrigere Ordnungen durch Rekursionsformeln bestimmt, so daß die Endwerte auf 4 Stellen genau sind. Ist A ein Maß für das Geschwindigkeitspotential, definiert aus der mittleren totalen Energiedichte $\bar{E} = \varrho_0 (2\pi/\lambda)^2 \times |A|^2/2$, so ergibt sich für den Strahlungsdruck auf die Kugel:

$$\bar{P} = \varrho_0 |A|^2 \cdot F = \pi r^2 \bar{E} \cdot Y ,$$

wobei F nach KING folgendem Ausdruck genügt:

$$F = \frac{2\pi}{\alpha^2}\left[\frac{1}{H_0^2 H_1^2} + \frac{2}{H_1^2 H_2^2 \alpha^3}\left\{\alpha^2 - 3\left(1 - \frac{\varrho_0}{\varrho_1}\right)\right\}^2 + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{n+1}{H_n^2 H_{n+1}^2 \alpha^{4n+4}}\left\{\alpha^2 - n(n+2)\right\}^2\right].$$

Die Funktion H_n^2 hat folgende Definition für $n \neq 1$, wobei alle BESSELfunktionen das Argument α haben:

$$H_n^2 = \frac{\pi}{2\alpha^{2n+1}}\left[n^2 (J_{n+1/2}^2 + J_{-n-1/2}^2) + 2n\alpha (J_{-n-1/2} J_{-n-3/2} - J_{n+1/2} J_{n+3/2}) + \alpha^2 (J_{n+3/2}^2 + J_{-n-3/2}^2)\right].$$

$$H_1^2 = \frac{\pi}{2\alpha^3}\left[\left(1 - \frac{\varrho_0}{\varrho_1}\right)^2 (J_{3/2}^2 + J_{-3/2}^2) + 2\alpha\left(1 - \frac{\varrho_0}{\varrho_1}\right)(J_{-3/2} J_{-3/2} - J_{3/2} J_{3/2}) + \alpha^2 (J_{3/2}^2 + J_{-3/2}^2)\right].$$

Für sehr kleine Kugeln $\alpha \ll 1$ erhält man

$$F \approx 2\pi\alpha^6 \left[1 + \frac{2}{9}\left(1 - \frac{\varrho_0}{\varrho_1}\right)\right]^2 \Big/ \left(2 + \frac{\varrho_0}{\varrho_1}\right)^2 .$$

Für sehr große Kugeln ist es zweckentsprechender, die Größe Y anzugeben, weil für $\alpha \to \infty$ der Strahlungsdruck gleich $\pi r^2 \cdot \bar{E}$ ist, so daß $Y_\infty = 1$ entsprechend $F_\infty = \pi\alpha^2/2$ wird. Es ist

$$Y = 1 - 0{,}7365 \cdot e^{-1{,}156\alpha} \text{ für } \alpha \gg 1 .$$

Für ganzzahlige Werte von $\alpha = 2\pi r/\lambda$ nämlich 1 bis 11, 15 und 20 sind F und Y für $\varrho_0/\varrho_1 = 0$; 0,1; 0,2; 0,5 und 1 in Tabellen zusammengestellt.

Tabelle I

α	$\pi\alpha^2/2$	F				
		$\varrho_0/\varrho_1 = 0.0$	0.1	0.2	0.5	1.0
1	1,571	0,7439	0,6342	0,5469	0,3764	0,2551
2	6,283	4,725	4,650	4,608	4,609	4,967
3	14,14	11,68	11,93	12,16	12,79	13,57
π	15,50	12,94	13,19	13,42	14,04	14,78
4	25,13	21,79	21,98	22,16	22,61	23,07
5	39,27	35,07	35,21	35,33	35,63	35,89
6	56,55	51,53	51,63	51,71	51,92	52,09
7	76,97	71,16	71,23	71,29	71,45	71,56
8	100,5	93,95	94,01	94,06	94,17	94,26
9	127,2	119,9	120,0	120,0	120,1	120,2
10	157,1	149,0	149,1	149,1	149,2	149,2
11	190,1	181,3	181,3	181,4	181,4	181,5
15	353,4	342,0				342,1
20	628,3	613,8				613,9

Tabelle II

α	Y				
	$\varrho_0/\varrho_1 = 0.0$	0.1	0.2	0.5	1.0
1	0,4736	0,4038	0,3482	0,2396	0,1624
2	0,7521	0,7401	0,7335	0,7335	0,7906
3	0,8261	0,8437	0,8604	0,9054	0,9612
π	0,8347	0,8507	0,8658	0,9055	0,9534
4	0,8670	0,8748	0,8819	0,8997	0,9180
5	0,8931	0,8966	0,8997	0,9072	0,9141
6	0,9113	0,9130	0,9145	0,9182	0,9212
7	0,9245	0,9254	0,9257	0,9282	0,9298
8	0,9346	0,9351	0,9356	0,9368	0,9376
9	0·9424	0,9428	0,9431	0,9438	0,9443
10	0,9488	0,9490	0,9492	0,9497	0,9500
11	0,9540	0,9541	0,9542	0,9546	0,9548
15	0,9677				0,9679
20	0,9769				0,9770

Es sei erwähnt, daß für $\alpha = 20$ der Ausdruck F aus 26 Gliedern besteht und für die Funktion

H^2_{26} die BESSELfunktionen bis zu $J_{\pm 57/2}$ (20) berechnet werden müssen. In Abb. 1 sind die Werte Y für verschiedene ϱ_0/ϱ_1 bei veränderlichem α aufgetragen; die Kurven sind zwischen den berechneten Werten zeichnerisch interpoliert.

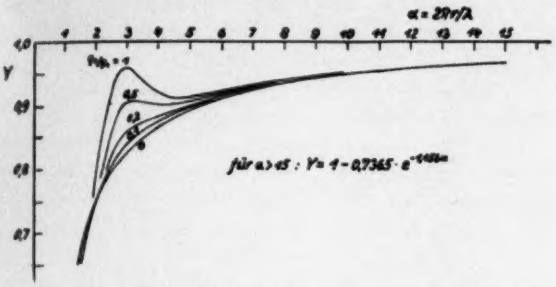

Abb. 1. Verlauf der Größe Y für verschiedene ϱ_0/ϱ_1 mit wachsendem $\alpha = 2\pi r/\lambda$, zwischen den Werten nach Tab. II graphisch interpoliert

K. TAMM

C. E. GRINSTEAD (General Motors Research Division), **Sound and Pressure Waves in Detonation.** J. aeron. Sci. **6** (1939), Nr. 10.

Die Arbeit behandelt die Frage, wie der beim Klopfen eines Verbrennungsmotors abgestrahlte Luftschall mit den Druckwellen im Verbrennungsraum zusammenhängt, die beim Klopfvorgang dem normalen Druckverlauf überlagert sind. In verschiedenen älteren Arbeiten von WAWRIZINIOK, TAYLOR, DRAPER und WILLIAMS war die Vermutung ausgesprochen worden, daß die Frequenz der Druckwellen mit der des abgestrahlten Schalles übereinstimmt. Zur Klärung der Frage wurden Luftschall und Druckwellen verschiedener Motoren bei verschiedenen Betriebszuständen gleichzeitig oszillographiert. Die Aufnahme des Luftschalles erfolgte durch ein Kristallmikrophon, die des Druckes im Verbrennungsraum durch einen besonders entwickelten, wassergekühlten Kohledruckindikator. Die gelieferten Spannungen wurden getrennt verstärkt und je einem Kathodenstrahlrohr zugeführt. Die Leuchtschirme wurden durch zwei Filmkameras fotografiert, wobei die zeitliche Auseinanderziehung der Schwingungen durch den laufenden Film bewirkt wurde. Beide Kameras wurden durch die Kurbelwelle des untersuchten Motors angetrieben, so daß im Oszillogramm der Augenblick der Zündung angegeben werden konnte. Bei der Aufnahme des Luftschalls wurde eine Trennung des Klopfgeräusches vom übrigen Motorschall nicht durch Filterung, sondern durch günstige Aufstellung des Mikrophons erreicht, die von Fall zu Fall ausprobiert wurde. Die Untersuchung wurde an drei Maschinen durchgeführt, einem 1-Zylinder-Zweitakt-Dieselmotor mit hängenden Ventilen, einem 1-Zylinder-Viertakt-Ottomotor mit L-förmigem Verbrennungsraum und einem 1-Zylinder-Viertakt-Ottomotor mit veränderlicher Kompression für Klopfuntersuchungen mit hängenden Ventilen. Die Versuche zeigten, daß in allen Fällen und unter allen Betriebsbedingungen die Frequenzen des Luftschalles mit denen der Druckwellen übereinstimmten. Die Frequenzen lagen in der Größenordnung von 3000—5000 Hz und konnten durch die Betriebsbedingungen beeinflußt werden. Der Luftschall trat gleichzeitig mit den Druckwellen auf und hatte die gleiche Dauer. v. WITTERN

J. OBATA, Y. u. U. YOSIDA, **Measurement of Pressure-Variations in the Neighbourhood of the Airscrew Blade.** Experiments with Actual Airscrew. Messungen von Druckwechseln in der Nachbarschaft des Luftschraubenflügels. Versuche an Luftschrauben natürlicher Größe. Rep. Aeron. Res. Inst., Tokyo Imp. Univ. **14** (1939), S. 273.

Die Bestimmung des Druckverlaufs rund um einen Schraubenflügel soll einen Einblick in die Schub- und Geräuschentstehung ermöglichen. Frühere Messungen, die an Modellen durchgeführt wurden, welche $^1/_3$ der natürlichen Größe hatten, gaben nur Aufschluß über die Vorgänge bei kleinen Umfangsgeschwindigkeiten. Die vorliegenden Messungen an einer Luftschraube natürlicher Größe wurden bis zu Spitzengeschwindigkeiten von 379 m/sec und mit größter Meßgenauigkeit durchgeführt.

Die untersuchte Aluminium-Luftschraube hat einen Durchmesser von 2,90 m. Der elektrisch angetriebene Prüfstand befand sich im Freien. Das absolut geeichte Kondensatormikrophon hatte einen Durchmesser von 14 mm und war am Ende eines langen Metallstabes angebracht. Wegen der kleinen Abmessungen kann die Störung des Feldes vernachlässigt werden. Für den größten Teil der Versuche betrug die Schraubenanstellung 12°, ein kleinerer Teil wurde auch mit 26° 50′ gemacht. Der Druckverlauf wurde an 26 Punkten der Umgebung des Schraubenflügels bestimmt.

Bei niedrigen Geschwindigkeiten wurden drei grundsätzlich verschiedene Formen des Druckverlaufs für die Vorderseite, Rückseite und für die Schraubenebene beobachtet (vgl. Abb. 1). Bei Profilgeschwindigkeiten von 340 und 350 m/sec nimmt der Druckverlauf die in Abb. 2 aufgetragene Form an.

Die räumliche Zuordnung der Druckverteilung für die Schraubenvorderseite zur Flügellage ist in Abb. 3 dargestellt. Das Sogmaximum tritt etwa 20 cm vom Flügelende auf.

Die Auswertung der Messungen ergab eine lineare Abnahme des Logarithmus der Druckamplitude mit der Entfernung und eine lineare Zunahme mit der Drehzahl. Um einen Zusammenhang zwischen der Druckfeldgröße und dem abgestrahlten Schalldruck zu erhalten, wurde dieser gleichzeitig in 25 m Entfernung vom Schraubenzentrum gemessen und

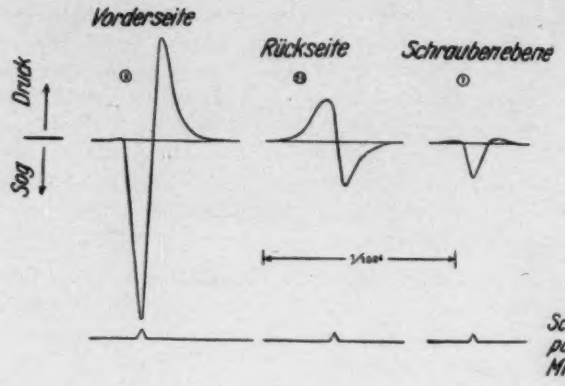

Abb 1

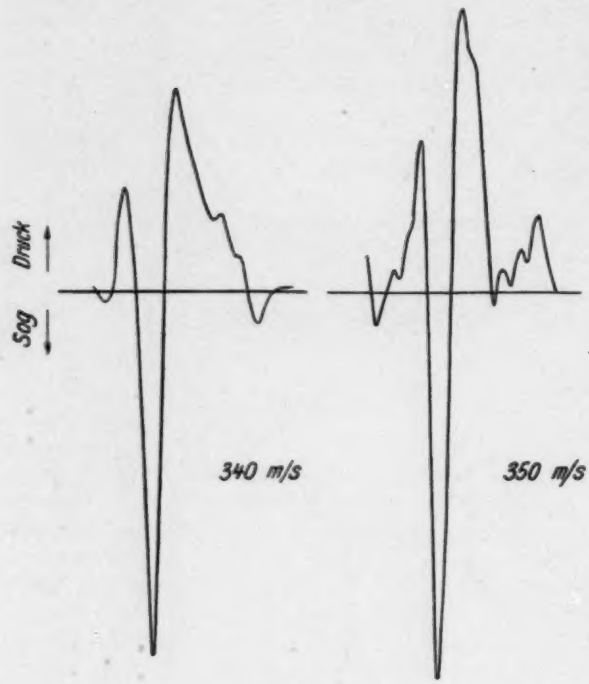

Abb. 2

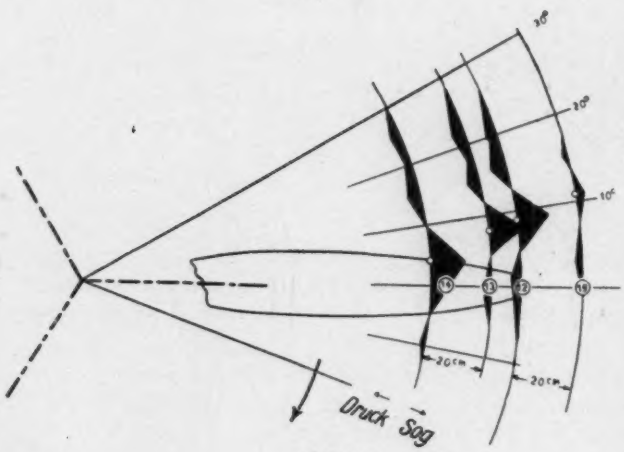

Abb. 3

automatisch analysiert. Obwohl bei hohen Drehzahlen sehr starke Obertöne festgestellt werden konnten, hatte doch in allen Fällen der Grundton die größte Amplitude. Auch hier wurde ein linearer Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der Grundtonamplitude und der Drehzahl gefunden, woraus geschlossen werden kann, daß die Drehzahl den gleichen Einfluß auf Druckfeld und Schalldruck hat.

Da der Schub der Luftschraube durch die Summe von Druck und Sog vor und hinter der Schraubenebene darstellbar ist, kann er aus den Messungen der räumlichen Verteilung bestimmt werden, wenn man deren Werte über die ganze Flügelfläche summiert. Es ergaben sich jedoch keine sehr genauen Resultate, da

1. die absolute Empfindlichkeit des Mikrophons nicht genügend genau bekannt,
2. die Druckmessung im Luftstrom gestört war und
3. die Abnahme des Druckes mit der Entfernung in unmittelbarer Blattnähe nur geschätzt werden konnte.

Lassen sich diese Fehler eliminieren, so müßte es nach Ansicht der Verfasser möglich sein, den Schub der Luftschraube durch akustische Messungen auch im Fluge zu bestimmen. ERNSTHAUSEN

LEO L. BERANEK, **Precision Measurement of Acoustic Impedance**. J. Acous. Soc. Am. **12** (1940), Heft 1, S. 3.

Es wird ein Meßverfahren zur Bestimmung akustischer Widerstände bei senkrechtem Schalleinfall beschrieben. Auf Grund einer kurzen Zusammenstellung der Vor- und Nachteile der bekannten Meßverfahren wird eine neue Rohrmethode mit veränderlicher Längeneinstellung als besonders günstig angesehen, und es werden alle Punkte, die für eine Verbesserung der Meßgenauigkeit maßgebend sind, soweit wie möglich berücksichtigt.

Die Meßapparatur besteht aus einem 6 mm dicken Stahlrohr von etwa 7,5 cm Durchmesser und etwa 2 m Länge (s. Abb. 1). Das eine Rohrende ist mit einer 2,5 cm dicken Messingscheibe abgeschlossen. In der Mitte dieser Scheibe endet ein dünneres Messingrohr von 9 mm Durchmesser, das mit Kupferdrähten angefüllt und an ein Lautsprechersystem angeschlossen ist. In das andere Ende des Stahlrohres ist ein dünnwandiger Rohreinsatz aus Messing genau eingepaßt. Er kann mit einer Stellschraube und einem Feintrieb auf 0,0005 cm genau verstellt werden und dient zur Aufnahme des zu untersuchenden Materials. Hinter dem Material befindet sich eine dicke Messingscheibe als Abschluß. Zur Schalldruckmessung wird ein Kristallmikrophon verwendet. Es ist über eine Druckkammer unter

Zwischenschaltung eines (1,5 mm ⌀) dünnen Röhrchens, das möglichst dicht an der starren Abschlußscheibe des Schallsenderteils mündet, mit dem Hauptrohr verbunden. Die Temperatur des Rohres kann gemessen werden, und zum Druckausgleich ist ein einfacher akustischer Tiefpaß (dünner Luftspalt) vorgesehen. Zur Schalldruckmessung werden

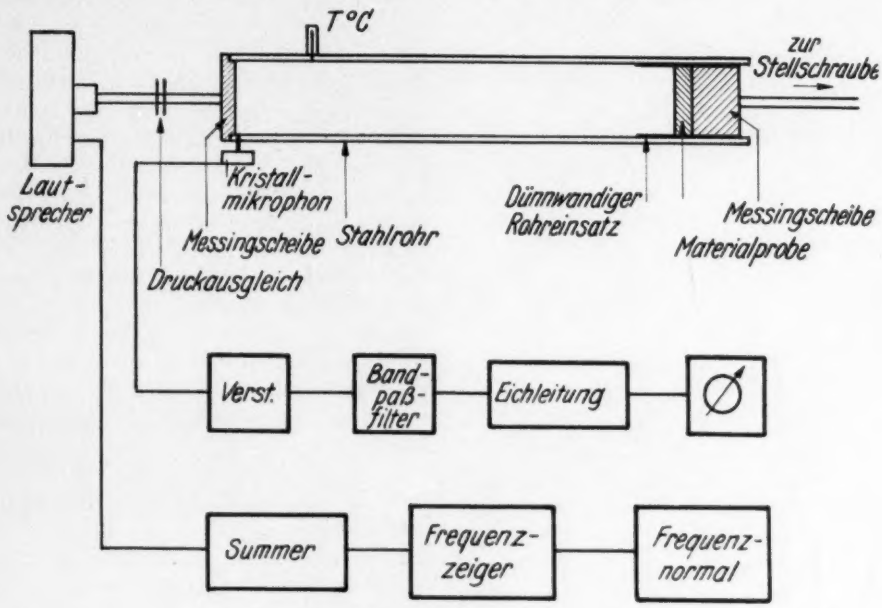

Abb. 1. Meßeinrichtung

noch ein Verstärker, ein Bandpaßfilter, eine Eichleitung und ein Röhrenvoltmeter verwendet. Die Frequenz des Schallsenders kann mit einer auf 10^{-5} konstant gehaltenen Normalfrequenz verglichen werden.

Es sei noch hervorgehoben, daß bei dem beschriebenen Aufbau besonderer Wert darauf gelegt worden ist, den Abschluß des Rohres mit der Schallquelle möglichst hochohmig zu halten, um unübersichtliche Rückwirkungen der Schallquelle auf das Schallfeld im Rohr zu vermeiden. Auch durch die nahezu punktförmige Schalldruckabtastung am Rande des Rohres werden die Schallfeldverzerrungen möglichst klein gehalten. Statt des beschriebenen Rohres mit 7,5 cm Durchmesser, das für den Frequenzbereich von 100—3000 Hz verwendet werden kann, wird für den anschließenden Frequenzbereich bis 8000 Hz ein zweites Rohr mit 3 cm Durchmesser benutzt.

Ändert man die Länge des Rohres bei ein und derselben Frequenz stetig, so erhält man für den Schalldruck Resonanzkurven. Aus solchen Resonanzkurven mit und ohne Material im Rohr läßt sich der akustische Widerstand der Probe bestimmen, d. i. definitionsgemäß das komplexe Verhältnis von Schalldruck zu wandnormaler Schnelle an der Oberfläche des Materials.

Zur Auswertung der Resonanzkurven wird eine allgemeine Theorie für die Schallerregung im Rohr entwickelt. Bei der Rechnung wird außer den Verlusten an den Rohrwänden durch innere Reibung und Strahlung und den Verlusten im Gas auch berücksichtigt, daß der akustische Widerstand an der Schallquelle nicht unendlich ist. Nach der Ableitung einer allgemeinen Formel für den Schalldruckverlauf im Rohr wird das Schallfeld in der Nähe der Schallöffnung berechnet und auch experimentell nachgewiesen, daß es möglich ist, den Schalldruck, wie vorher beschrieben, am Rande des Rohres in guter Übereinstimmung mit der Theorie zu messen.

Auf Grund einiger zulässiger Vereinfachungen der allgemeinen Formeln läßt sich der akustische Widerstand $\mathfrak{Z}$ der Probe

$$\mathfrak{Z}/\varrho c = \gamma e^{i\Phi} \qquad \begin{aligned} \varrho &= \text{Dichte des Gases} \\ c &= \text{Phasengeschwindigkeit} \end{aligned}$$

aus den Resonanzkurven des Schalldruckes bei veränderlicher Rohrlänge und konstanter Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$, wie folgt, leicht berechnen.

Ein Maximum des Schalldruckes p_{max} trete bei einer Rohrlänge l auf; dann suche man etwas unterhalb und oberhalb dieser Länge die Schalldrucke p' bzw. p'', die folgender Beziehung genügen ($w > 1$ beliebig):

$$\left(\frac{p_{max}}{p''}\right)^2 = \left(\frac{p_{max}}{p'}\right)^2 = w$$

und bestimme die zugehörigen Rohrlängen l' bzw. l''. Dann bilde man:

$$k = \pi f \frac{(l'' - l')}{l\sqrt{w-1}}.$$

Die entsprechende Größe ohne Probe im Rohr bei der Resonanzlänge l_0 sei k_{na}.

Mit den Hilfsgrößen

$$\omega_m = \sqrt{\omega^2 - k^2} \quad \text{und} \quad k_m = k - k_{na}$$

lassen sich dann aus der Beziehung

$$\gamma\, e^{j\left(\Phi + \operatorname{arc\,tg}\frac{k_m}{\omega_m}\right)} = \mathfrak{Cotg}\left[k_m \frac{l}{c} - j\frac{\omega}{c}\left\{\left(1 - \frac{k^2}{2\omega^2}\right)\left(\frac{t_0}{t_x}\right)^{1/2} l - l_0\right\}\right] = \mathfrak{Cotg}\,(C - j\,D) \tag{1}$$

die gesuchten Größen γ und Φ und daraus $\mathfrak{Z}$ berechnen. t_0 bzw. t_x sind dabei die absoluten Temperaturen der Luft im Rohr bei der Messung ohne bzw. mit Material.

Für die Gültigkeit der obigen Formeln müssen folgende Näherungen erfüllt sein:

a) $k_m < 0{,}1\ \omega_m$.

b) $l''^2 + l'^2 \approx 2\,l^2$.

c) Die Meßfrequenz muß genügend klein sein gegen die Frequenz der ersten Querschwingung des Rohres, die angeregt werden kann.

Zu c ist zu bemerken, daß die erste Querschwingung, die nach RAYLEIGH bei einer Frequenz auftritt, für welche die Wellenlänge gleich dem 3,41-fachen des Rohrradius ist, wegen der vorliegenden axialsymmetrischen Anregung im allgemeinen noch nicht angeregt wird.

Für einige Materialien werden gemessene Werte für die Größen C und D nach Gl. (1) in Abhängigkeit von der Frequenz mitgeteilt.

Aus anderen Meßergebnissen kann man ersehen, wie sich die Verluste im Rohr ohne Probe, die die Meßgenauigkeit beeinflussen, zusammensetzen. Für die Verluste am Mantel des Rohres erhält man bei verschiedenen Frequenzen z. B. etwa 15% größere Werte als auf Grund der inneren Reibung nach der KIRCHHOFFschen Formel allein zu erwarten wäre. Die Abweichung erklärt sich wahrscheinlich durch Strahlungsverluste nach außen und Reibung an der Rohrwand.

In einer weiteren Meßreihe wird sichergestellt, daß die Wahl der Resonanzrohrlänge die Meßgenauigkeit kaum beeinflußt. Messungen mit verschiedenem Rohrdurchmesser geben in dem Überlappungsbereich ebenfalls übereinstimmende Ergebnisse. Reproduzierbarkeitsmessungen mit ein und derselben Probe ergaben Abweichungen von $\pm 2\%$. Die Meßgenauigkeit war erfahrungsgemäß etwa $\pm 3\%$, während bei Frequenzen über 2000 Hz die Werte für D (nach Gl. (1)) sich etwa auf $\pm 5\%$ genau bestimmen ließen, je nach der Genauigkeit der Temperaturmessung der Luft im Rohr. Fehler, die durch Vernachlässigungen bei der Rechnung entstehen, sind $< 1\%$. LIPPERT

R. O. DREW und E. W. KELLOGG, **Starting Characteristics of Speech Sounds.** J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **34** (1940), S. 43.

Im Zusammenhang mit der Regelgeschwindigkeit von Klarton-Verfahren bei der Tonfilmübertragung wird das Anwachsen der Amplituden in den Einsätzen von Sprachklängen untersucht. Eine große Zahl von Kathodenstrahloszillogrammen zeigt, daß gelegentlich schon in der ersten Halbperiode 40—80, ja sogar 100% der Endamplitude erreicht werden können. Aus diesem Grunde läßt es sich auch selbst bei den größten praktisch möglichen Regelgeschwindigkeiten der Klartonsteuerung nicht vermeiden, daß bei besonders scharfen Klangeinsätzen die Spitzen der ersten Periode abgeschnitten werden. Häufig wurden Oszillogramme beobachtet, bei denen die negativen Amplituden kleiner sind und langsamer anklingen als die positiven[1]), weshalb es zweckmäßig ist, die Abdeckung der Tonspur durch das Klarton-Verfahren von der negativen Seite der Amplituden wirken zu lassen. — Aufbauzeiten von 50 ms (für 100% Amplitude) kommen häufiger vor, jedoch ist der Einsatz der Silben im allgemeinen noch sanfter. Diese Verhältnisse sind übrigens mehr von der persönlichen Eigenart des Sprechers als von dem Typus der betreffenden Silben abhängig.

E. THIENHAUS

BRUSH DEVELOPMENT CO., CLEVELAND/OHIO, **A New Recording Machine Combining Disk Recording and Magnetic Recording, with Short Reference to the Present Status of Each.** J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **35** (1940), S. 507.

Die Firma BRUSH hat ein kombiniertes Gerät zur Schallplatten- und Magnettonaufzeichnung herausgebracht, das in erster Linie als Tonzusatz für das Heimkino (Schmalfilm) gedacht ist. Die Frequenzkurve beider Verfahren ist bis etwa 6000 Hz gradlinig, der Dynamikbereich umfaßt 40 db, wodurch im Rahmen eines preiswerten, für einen großen Kundenkreis bestimmten Gerätes eine durchaus befriedigende Wiedergabequalität gegeben ist. Die Spieldauer des endlosen Magnettonbandes (Schreibgeschwindigkeit 1 m/sec) beträgt 1 Minute, die der Tonfolie (30 cm Durchmesser, 78 Umdr./min) 4 Minuten. Durch einen Umschalter kann man nach Wunsch folgende Funktionen einstellen: „Magnetbandaufnahme und -wiedergabe", „Tonfolienwiedergabe", „Tonfolienaufnahme" und „Umspielen von Magnetband auf Tonfolie".

---

[1]) J. L. HATHAWAY, Microphone Polarity and Overmodulation. Electronics 10 (Okt. 1939), S. 28.

Bemerkenswert sind einige technische Einzelheiten des Schallplattenteiles. Auch bei diesem „billigen Amateurgerät" ist zur Erzielung eines guten Gleichlaufes zwischen Antriebsmotor und Plattenteller ein mechanisches Filter angeordnet, bei dem der Plattenteller und der Motoranker als „Masse", die Elastizität der Gummi-Antriebsrolle, die am Rand des Plattentellers angreift, als „Federung" dient. Als Schreiber ist — ebenfalls unter Voraussetzung der Amateurbenutzung — ein piezoelektrisches System mit einer Eigenfrequenz von etwa 6000 Hz entwickelt worden, dessen innere Reibung wegen der besonderen Konstruktion und Halterung des Kristalles verhältnismäßig groß ist (vgl. die Abb. 1).

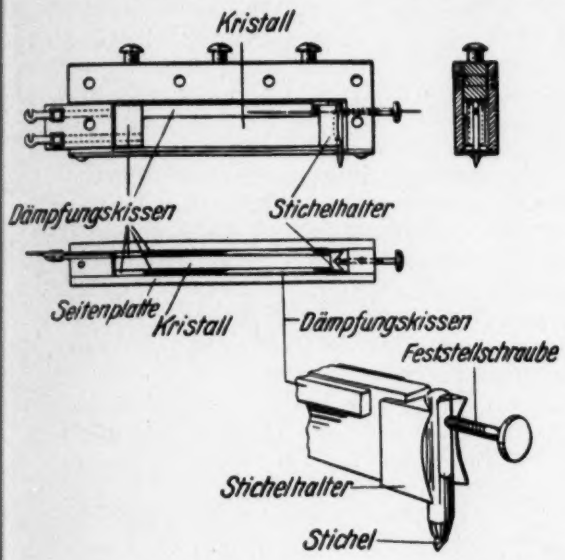

Abb. 1. Aufbau des piezoelektrischen Schneidgerätes

Der mechanische Innenwiderstand dieses Systems ist groß gegenüber dem äußeren Dämpfungswiderstand der Platte, so daß die Einflüsse der Schneidtiefe, der Schneidtemperatur und des Plattenmaterials nicht so sehr ins Gewicht fallen. Insbesondere können bei diesem Schreiber wesentlich härtere Plattenmaterialien verwendet werden, als es die gebräuchlichen magnetischen Schreiber zulassen. Die Frequenzkurve des Kristallschreibers verläuft — wie angegeben wird — zwischen 100 bis 10000 Hz innerhalb ± 3 db, der Klirrfaktor zwischen 200—4000 Hz unterhalb 2%. Nach dem gleichen Konstruktionsprinzip glaubt die Firma, die bekanntlich seit Jahren führend ist auf dem Gebiete der Herstellung und Anwendung von Seignettesalzkristallen, einen Schallplattenschreiber mit einer bis 11000 Hz gradlinig verlaufenden Frequenzkurve bauen zu können, der auch die höchsten Qualitätsansprüche der gewerbsmäßigen Schallplattenaufnahme erfüllen kann.

E. Thienhaus

ROBERT W. LEONARD, **The Absorption of Sound in Carbon Dioxide**. J. Acous. Soc. Am. 12 (1940), Heft 2, S. 241.

Die Schallabsorption in Kohlensäure für Frequenzen von 22—112 kHz wurde nach dem schon von GROSSMANN und SCHMIDTMÜLLER angewendeten direkten Verfahren gemessen. Hierbei wird die Intensitätsabnahme in einer fortschreitenden Schallwelle gemessen, indem der Schalldruck in Abhängigkeit vom Abstand von der Schallquelle registriert wird; aus den Kurven wird der Absorptionskoeffizient unter Berücksichtigung des geometrischen Anteils der Intensitätsabnahme bestimmt.

Die Versuchsanordnung ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Die zylindrische Meßkammer hat einen Durchmesser von 30,5 cm und eine Höhe von 66 cm. Zur Unterdrückung von Schallreflexionen sind die Wände mit einem Belag aus Glaswolle versehen. Der Schalldruck wird gemessen mit einem Seignette-

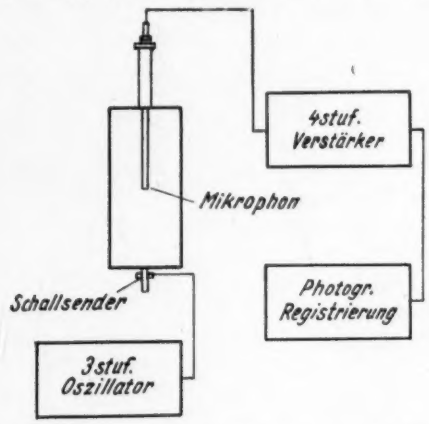

Abb. 1. Versuchsanordnung schematisch

salzmikrophon von etwa 1 cm² Fläche, das mittels eines magnetischen Antriebs auf und ab bewegt werden kann. Die Meßstrecke betrug etwa 15 cm, der kleinste Abstand von der Schallquelle 6 cm. Die Kohlensäure wurde sorgfältig mittels P_2O_5 getrocknet, bevor sie in die Meßkammer eingelassen wurde.

Mit der beschriebenen Apparatur wurde auch die Dispersion der Schallgeschwindigkeit in Kohlensäure gemessen. Wird nämlich auf den Eingang des Mikrophonverstärkers außer der Mikrophonspannung noch ein Teil der Oszillatorspannung direkt gegeben, so erhält man durch Überlagerung auf dem Registrierstreifen bei Verschieben des Mikrophons eine Wellenlinie, deren Maxima jeweils 1 Wellenlänge Abstand haben. Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit muß noch die Frequenz des Oszillators gemessen werden, was in diesem Fall durch Vergleich mit der Trägerfrequenz einer Radiostation geschah.

Die Messungen der Schallabsorption wurden sämtlich auf 25° C und 763 mm Hg bezogen. Abb. 2

zeigt das Ergebnis einer Meßreihe an einer Gasfüllung; aufgetragen ist der Absorptionskoeffizient pro Wellenlänge μ über einer logarithmischen Frequenzskala. Die ausgezogene Kurve ist nach der Theorie (KNESER, BOURGIN) berechnet, wobei die Konstanten so gewählt wurden, daß sich eine gute Übereinstimmung mit den Meßpunkten ergab. Man erhält hiernach $\mu_{max} = 0{,}251$; drei weitere Meßreihen ergaben im Mittel den gleichen Wert. Als

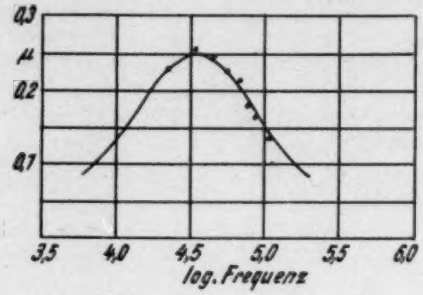

Abb. 2. Absorptionskoeffizient pro Wellenlänge μ für CO_2

Frequenz maximaler Absorption wurden dagegen verschiedene Werte zwischen 30 kHz und 45 kHz gefunden, was die Anwesenheit geringer, verschieden starker Verunreinigungen (z. B. Wasserdampf) anzeigt.

Zur Berechnung der Schwingungswärme C_i wird die BOURGINsche Gleichung in der Schreibweise von RICHARDS herangezogen; sie lautet:

$$\mu = \frac{2\pi R C_i}{C_\infty (R + C_\infty)} \times \frac{\omega \Theta}{\omega^2 \Theta^2 + 1 + \frac{C_i}{C_\infty} + \frac{C_i}{R + C_\infty} + \frac{C_i^2}{C_\infty (R + C_\infty)}}$$

Hierin bedeutet:

R Gaskonstante [cal/Mol];
$C_\infty = C_v - C_i$; $C_v = C_p - 1{,}027\ R$;
$C_p = 8{,}889$ cal/Mol (nach KASSEL); $\omega = 2\pi f$;
f Schallfrequenz;
Θ mittlere Lebensdauer eines Schwingungsenergiequants im Zusammenhang mit der für die Schallabsorption wirksamen Schwingungsform.

Mit dem angeführten Wert für C_p und dem experimentell gefundenen $\mu_{max} = 0{,}251$ errechnet sich $C_i = 1{,}85$ cal/Mol. Eine Diskussion des Energieniveau-Diagramms des CO_2-Moleküls und eine Abschätzung der Beiträge der verschiedenen Schwingungsformen zur Schwingungswärme führt zu dem Ergebnis, daß der gefundene Wert für μ_{max} am besten gedeutet werden kann, wenn man annimmt, daß sowohl die symmetrische Valenzschwingung als auch die Deformationsschwingung und ihre zweite Harmonische am Absorptionsprozeß teilnehmen. Die aus Dispersionsmessungen ermittelten Daten stimmen damit gut überein. H. F. GERDIEN

EDWIN F. FRICKE, **The Absorption of Sound in Five Triatomic Gases.** J. Acous. Soc. Am. 12 (1940), Heft 2, S. 245.

Die Schallabsorption in CO_2, N_2O, COS, CS_2 und SO_2 in einem Frequenzbereich von 8—130 kHz wurde in dieser Arbeit nach einer schon früher von KNUDSEN und OBERT angegebenen Methode gemessen. Die Schallabsorption wird dabei aus der Energiedichte berechnet, die sich in einer beschallten Kammer im Gleichgewicht einstellt. Die Kammer wird dazu zunächst mit einem Gas bekannter geringer Absorption, darauf mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt. Die Methode setzt voraus, daß die Kammer klein genug ist, um auch bei hoher Absorption mehrfache Reflexionen zu gewährleisten.

Die Versuchsanordnung ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Die Schallkammer besteht aus einem Messingzylinder von 30 cm Länge, 21 cm Innendurchmesser und etwa 0,5 cm Wandstärke. Als Schallquellen dienten verschiedene Nickelstäbe, die in ihrer Grundschwingung oder einer Harmonischen magnetostriktiv erregt wurden. Das Seignettesalz-Mikrophon M ist in eine Messinghohlkugel von 3,8 cm Durchmesser eingebaut, die am Ende eines Pendelarmes angebracht ist; es wurde während der Messung ständig, etwa einmal pro Sekunde, hin und her bewegt. Das Mikrophon mit zugehörigem Verstärker und Anzeigegerät wurde bei allen benutzten Frequenzen in Schalldrucken geeicht. F ist ein mit 1 Umdr./sec rotierender Fächer, der zur Durchmischung der Gase und zugleich zur Verbesserung der gleichmäßigen Raumerfüllung mit Schallenergie dient.

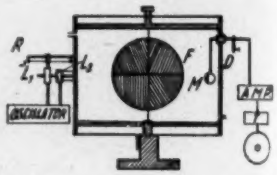

Abb. 1. Versuchsanordnung schematisch

Der Absorptionskoeffizient pro cm für eine Gasmischung m_x kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$(1) \quad m_x = \left(\frac{P_n}{P_x}\right)^2 \left(\frac{\varrho_x c_x}{\varrho_n c_n}\right)^2 \frac{1 - J_x}{1 - J_n} \left(\frac{\alpha S}{4V} + m_n\right) - \frac{\alpha S}{4V}.$$

Darin bedeutet:

α Absorptionskoeffizient der Kammerwände usw.
S Gesamtoberfläche der Kammer,
V Volumen der Kammer,
P_n/P_x Verhältnis des Schalldruckes bei Füllung der Kammer mit reinem N_2 zum Schalldruck für eine Gasmischung,
c_x, c_n Schallgeschwindigkeiten in der Gasmischung und in reinem N_2,
ϱ_x, ϱ_n die entsprechenden Gasdichten,
J Besselfunktion erster Ordnung,
m_n Absorptionskoeffizient für reinen Stickstoff; wird nach der klassischen Theorie für jede Frequenz berechnet.

Die vom Mikrophon angezeigten Schalldrucke waren wegen der Reflexion und Brechung des Schalles am Mikrophon und seiner Halterung zu korrigieren; trat Schalldispersion auf, so wurde auch c_x entsprechend korrigiert. α wurde aus Vorversuchen mit Sauerstoff bestimmt, dessen Absorption auch mit gewissen Beimischungen gut bekannt war. Es ergab sich $\alpha = 0{,}023$ für Messing bei 24 kHz.

Im experimentellen Teil beschreibt der Verf. genau die Herstellung bzw. Herkunft der untersuchten Gase. Jedes Gas wurde vor der Messung sorgfältig gereinigt und getrocknet (auch hierüber werden genaue Angaben gemacht). Dann wurden bestimmte Volumina eines Gases in die mit reinem N_2 gefüllte Kammer gebracht und für jede Mischung das Verhältnis P_x/P_n bei verschiedenen Frequenzen gemessen. Aus Gl. (1) ergeben sich dann die entsprechenden Werte für m_x. Trägt man m_x über dem Mischungsverhältnis auf, so erhält man für jede Frequenz eine gerade Linie und durch deren Extrapolation den Wert m für das betreffende reine Gas. Durch Multiplikation dieser Werte mit der zugehörigen Wellenlänge erhält man die Absorptionskoeffizienten pro Wellenlänge μ. Abb. 2 zeigt das Ergebnis für Kohlensäure. Die Absorption ist ein Maximum für etwa 20 kHz.

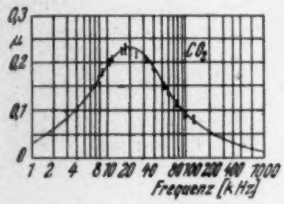

Abb. 2. Absorptionskoeffizient pro Wellenlänge μ für CO_2

Die theoretische Kurve für μ in Abhängigkeit von der Frequenz kann nach der KNESER-BOURGINschen Gleichung gezeichnet werden, die der Verf. in der Form

$$(2)\quad \mu = 2\pi \frac{R C_i}{[C\,(C+R)\,C_\infty\,(C_\infty+R)]^{1/2}} \cdot \frac{\nu_m \nu}{\nu_m^2+\nu^2} = B\,\frac{\nu_m \nu}{\nu_m^2+\nu^2}$$

wiedergibt. R ist die Gaskonstante, C die spezifische Wärme pro Mol bei konstantem Volumen, C_i die Schwingungswärme, $C_\infty = C - C_i$ der frequenzunabhängige Teil der spezifischen Wärme, schließlich ν_m die Frequenz maximaler Absorption. Für CO_2 ergibt sich aus spektroskopischen Daten $C_i = 1{,}7395$ cal/Mol unter der Annahme, daß nur die Deformationsschwingung und ihre zweite Harmonische angeregt sind; dieser Wert deckt sich mit dem experimentellen Befund, ist aber kleiner als der von LEONARD gefundene. Es ist $C = 6{,}8856$ und entsprechend $C_\infty = 5{,}1461$ cal/Mol. Für $\nu = \nu_m$ errechnet sich μ_{max} zu 0,230 aus Gl. (2). Die mittlere Lebensdauer der Energiequanten ist gegeben durch die Gleichung

$$(3)\quad \beta = \frac{1}{2\pi\,\nu_m}\sqrt{\frac{C\,(C+R)}{C_\infty\,(C_\infty+R)}}.$$

Für reine Kohlensäure ergibt sich $\beta = 10{,}26 \cdot 10^{-6}$ sec.

Das beschriebene Verfahren wurde noch zur Messung der molekularen Absorption von COS, CS_2, N_2O und SO_2 angewendet. Bei diesen Gasen liegt die Frequenz ν_m oberhalb 100 kHz und war somit nicht direkt meßbar. Um dennoch ν_m ermitteln und Gl. (2) anwenden zu können, hat der Verf. folgende Überlegung angestellt: Gewisse Verunreinigungen verschieben das Absorptionsband reiner Gase nach höheren Frequenzen, und zwar ist in den meisten Fällen die Frequenzverschiebung der Menge der Beimischung proportional. Am reinen Gas sei gemessen: μ_1 bei der Frequenz ν_1 und μ_2 bei der Frequenz ν_2. Für jedes Prozent Beimischung verschiebe sich ν_m um den Wert r[kHz]; für h % Beimischung liegt das neue Maximum also bei $\nu_m' = \nu_m + r\,h$. Nun sei h so gewählt, daß μ_2 bei der Frequenz ν_2 auf den Wert μ_1 reduziert wird. Wenn $\nu_2 \ll \nu_m'$, kann man für Gl. (2) näherungsweise schreiben

$$\mu_1 = B\,\frac{\nu_2}{\nu_m'} = B\,\frac{\nu_2}{\nu_m + r\,h}.$$

Unter der hier erfüllten Voraussetzung, daß die Beimischung die spezifischen Wärmen des reinen Gases nicht merklich verändert, gilt auch:

$$\mu_1 = B\,\frac{\nu_1}{\nu_m}.$$

Man erhält:

$$\nu_m = \frac{\mu_1 \cdot r\,h}{\nu_2 - \nu_1}.$$

Ebenso sieht man, daß

$$\mu_{max} = \frac{\mu_1 \cdot r\,h}{2\,(\nu_2 - \nu_1)}$$

ist. Mit Hilfe dieses Kunstgriffes wurden die Frequenzen maximaler Absorption für die vier weiteren Gase ermittelt. Als Beimischungen oder „Katalysatoren" wurden verschiedene Gase oder Dämpfe verwendet, z. B. H_2O in COS oder CH_3OH in SO_2. μ_{max} wurde nach Gl. (2) und die mittlere Lebensdauer der Energiequanten nach Gl. (3) berechnet. Aus den Ergebnissen wurde auf die Schwingungsart und Ordnung der am Absorptionsprozeß beteiligten Molekülschwingungen geschlossen und eine Reihe von Moleküldaten berechnet. In der folgenden Tabelle seien einige davon zusammengestellt:

Gas	ν_m [kHz]	μ_{max}	$\beta \cdot 10^7$ sec	B_{10}
CO_2	20	0,230	102,6	86000
N_2O	153	0,296	14,4	11800
COS	287	0,350	8,35	9600
CS_2	379	0,406	7,0	8700
SO_2	1040	0,136	1,81	1900

B_{10} ist die Zahl der Zusammenstöße, die zur Abgabe der Schwingungsenergie eines Moleküls führen.

Für die vier linearen Moleküle CO_2, N_2O, COS und CS_2 gilt demnach folgendes:

1. Je tiefer ihre Eigenfrequenz, desto höher ist die akustische Frequenz maximaler Absorption, d. h. desto kürzer die Lebensdauer der Energiequanten.

2. Zwischen der Größe μ_{max} und der Frequenz ν_m maximaler Absorption besteht eine lineare Beziehung, eine Tatsache, die bisher nicht erklärt werden konnte (Abb. 3). Der Verf. benutzt diese Beziehung, um die Frequenzen maximaler Absorption für die vier

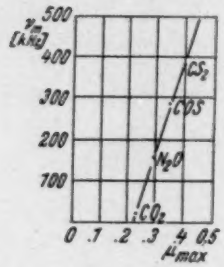

Abb. 3.

Beziehung zwischen der Frequenz maximaler Absorption ν_m und dem maximalen Absorptionskoeffizienten μ_{max} für vier dreiatomige lineare Moleküle

noch bekannten dreiatomigen linearen Moleküle im voraus zu bestimmen; sie betragen für

HCN	18 kHz
ClCN	380 „
BrCN	435 „
JCN	460 „

H. F. Gerdien

V. O. Knudsen und E. Fricke, **The Absorption of Sound in CO_2, N_2O, COS and in CS_2 Containing Added Impurities**. J. Acous. Soc. Am. 12 (1940), Heft 2, S. 255.

Die Lage der Frequenz ν_m maximaler Absorption eines Gases wird sehr stark durch die Beimischung gewisser Verunreinigungen beeinflußt. Die Verf. haben diesen Einfluß für eine Reihe von Gasen experimentell untersucht und aus den Ergebnissen einige charakteristische Moleküldaten abgeleitet. Die untersuchten Gase CO_2, N_2O, COS und CS_2 werden als primäre Gase oder als A-Moleküle bezeichnet; als Verunreinigungen oder B-Moleküle wurden H_2, H_2O, H_2S, CH_3OH, C_3H_7OH und $C_6H_5CH_3$ gewählt. Alle diese B-Moleküle verschieben das Absorptionsband der A-Moleküle nach höheren Frequenzen hin. Dieser Effekt wird theoretisch als Verkürzung der mittleren Lebensdauer der schwingenden A-Moleküle gedeutet, d. h. Zusammenstöße zwischen A- und B-Moleküle erhöhen die Geschwindigkeit der Umwandlung von schwingenden in nichtschwingende A-Moleküle. Die B-Moleküle werden daher auch „Katalysatoren" genannt.

Der Untersuchung liegt die Intensitätsmethode zur Messung der Schallabsorption zugrunde. Meßverfahren und Apparatur wurden von E. Fricke beschrieben (s. das vorhergehende Referat). Auch die Gleichung zur Bestimmung der Frequenz ν_m (für das reine Gas) wurde dort abgeleitet. Es gilt:

$$(1) \qquad \nu_m = \frac{\mu_1 \cdot \nu\, h}{\nu_2 - \nu_1},$$

wenn ein Zusatz von h % einer Verunreinigung die Absorptionskonstante μ_2 des reinen Gases bei der Frequenz ν_2 auf den Wert μ_1 herabsetzt, der für das reine Gas bei der Frequenz ν_1 gemessen wurde; r [kHz] ist die Verschiebung der Absorptionsspitze für 1% Verunreinigung. Es ist also

$$(2) \qquad \nu'_m = \nu_m + r\, h$$

die Frequenz maximaler Absorption des verunreinigten Gases.

Die für jedes Molekülpaar A B charakteristische Konstante r wurde auf folgende Weise ermittelt:

Solange man sich auf dem ansteigenden Ast der Absorptionskurve $\mu = f(\log \nu)$ befindet, wird jeder Zusatz eines Gases B den Wert μ für eine bestimmte Frequenz herabsetzen. Werden nun für ein Gas A die Werte μ für verschieden große Zusätze eines Gases B gemessen, so kann man, da alle anderen Werte (z. B. aus spektroskopischen Messungen) bekannt sind, die Knesersche Gleichung nach ν'_m auflösen. Diese Werte genügen der linearen Beziehung (2) zwischen ν'_m und h. Abb. 1 zeigt als Beispiel die Ergebnisse einer Versuchsreihe mit CO_2. Die geraden Linien schneiden die Frequenzachse im Werte ν_m für das reine Gas. (ν_m kann unter bestimmten Voraussetzungen auch direkt mit Hilfe von Gl. (1) gefunden werden.) Die Neigung der Geraden ist gleich r; Tabelle I ist eine Zusammenstellung der Ergebnisse für die untersuchten Gasmischungen.

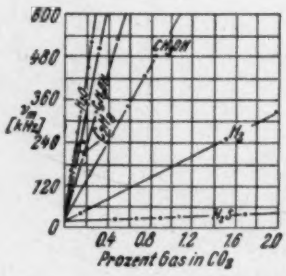

Abb. 1.

Frequenz maximaler Absorption ν_m für CO_2 mit geringen Zusätzen von H_2O, C_7H_8, C_3H_7OH, CH_3OH, H_2 und H_2S

Tabelle I

Verschiebung r [kHz/Prozent] der Absorptionsspitze bei Zusatz von Verunreinigungen

Primäres Gas	H_2	H_2O	H_2S	CH_3OH	C_3H_7OH	$C_6H_5CH_3$
CO_2	155	2250	20,5	550	1100	1780
N_2O	342	427	—	304	575	300
CS_2	296	2460	—	496	871	316
COS	336	4200	—	930	1830	—

Aus den experimentellen Ergebnissen dieser Untersuchung wurden einige für jedes Gaspaar typische Daten berechnet, die in Tabelle II wiedergegeben sind. Die erste Spalte enthält die Bezeichnung der Gase (es bedeutet z. B. CO_2/H_2: primäres Gas CO_2, Verunreinigung H_2).

β^{AB} ist die „charakteristische Lebensdauer eines schwingenden A-Moleküls" unter der Annahme, daß es nur mit B-Molekülen zusammenstößt.

k_{10}^{AB} ist die „spezifische Reaktionszahl" für den Übergang von angeregten in normale A-Moleküle bei Zusammenstößen mit B-Molekülen. Es ist angenähert

$$k_{10}^{AB} = \frac{1}{\beta^{AB}(1 - e^{-\Theta/T})}.$$

Θ = charakteristische Temperatur der Deformationsschwingung eines A-Moleküls; T = absolute Temperatur, hier gleich 296°.

P_{10}^{AB} ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein schwingendes A-Molekül bei einem Zusammenstoß mit einem B-Molekül seine Schwingungsenergie verliert.

$B^{AB} = 1/P_{10}^{AB}$ ist die Zahl der Zusammenstöße eines schwingenden A-Moleküls mit B-Molekülen, die im Mittel zur Abgabe seiner Schwingungsenergie führen.

Aus der letzten Spalte ist zu ersehen, wie verschieden die Wirksamkeit von Zusammenstößen je nach Art der kollidierenden Moleküle ist. Auffallend ist z. B. der große Unterschied der Wirkungen von H_2O und H_2S auf CO_2 (s. auch Abb. 1). Zum Vergleich seien die entsprechenden Zahlen B_{10}^{AA} für die reinen Gase wiederholt: So „überlebt" ein schwingendes CO_2-Molekül im Mittel 86000 Zusammenstöße mit anderen CO_2-Molekülen; die entsprechenden Zahlen sind 11800 für N_2O, 9600 für COS und 8700 für CS_2. H. F. Gerdien

Tabelle II

Gas	β^{AB} (sec.)	k_{10}^{AB}	P_{10}^{AB}	B_{10}^{AB}
CO_2/H_2	$12{,}65 \times 10^{-9}$	$7{,}6 \times 10^{7}$	$4{,}65 \times 10^{-3}$	215
N_2O/H_2	$6{,}49 \times 10^{-9}$	$1{,}46 \times 10^{8}$	$9{,}1 \times 10^{-3}$	110
CS_2/H_2	$9{,}02 \times 10^{-9}$	$9{,}7 \times 10^{7}$	$4{,}5 \times 10^{-3}$	220
COS/H_2	$6{,}06 \times 10^{-9}$	$1{,}65 \times 10^{8}$	$7{,}7 \times 10^{-3}$	130
CO_2/H_2O	$9{,}8 \times 10^{-10}$	$9{,}8 \times 10^{8}$	6×10^{-2}	17
N_2O/H_2O	$4{,}78 \times 10^{-9}$	$1{,}98 \times 10^{8}$	$1{,}76 \times 10^{-3}$	57
CS_2/H_2O	10×10^{-10}	$8{,}7 \times 10^{8}$	$5{,}85 \times 10^{-3}$	18
COS/H_2O	$5{,}4 \times 10^{-10}$	$1{,}72 \times 10^{9}$	$1{,}28 \times 10^{-1}$	8
CO_2/H_2S	$8{,}7 \times 10^{-8}$	$1{,}1 \times 10^{7}$	$8{,}3 \times 10^{-4}$	1200
CO_2/CH_3OH	$3{,}2 \times 10^{-8}$	3×10^{8}	$2{,}8 \times 10^{-2}$	36
N_2O/CH_3OH	$7{,}74 \times 10^{-9}$	$1{,}23 \times 10^{8}$	$1{,}1 \times 10^{-2}$	95
CS_2/CH_3OH	$5{,}15 \times 10^{-9}$	$1{,}7 \times 10^{8}$	$1{,}2 \times 10^{-2}$	83
COS/CH_3OH	$2{,}54 \times 10^{-9}$	$3{,}64 \times 10^{8}$	$2{,}7 \times 10^{-2}$	37
CO_2/C_3H_7OH	$1{,}94 \times 10^{-9}$	$4{,}95 \times 10^{8}$	$3{,}94 \times 10^{-2}$	25
N_2O/C_3H_7OH	$3{,}74 \times 10^{-9}$	$2{,}54 \times 10^{8}$	2×10^{-2}	50
CS_2/C_3H_7OH	$2{,}79 \times 10^{-9}$	$3{,}1 \times 10^{8}$	$2{,}1 \times 10^{-2}$	48
COS/C_3H_7OH	$1{,}57 \times 10^{-9}$	$5{,}9 \times 10^{8}$	$4{,}16 \times 10^{-2}$	24
$CO_2/C_6H_5CH_3$	$1{,}2 \times 10^{-9}$	8×10^{8}	$4{,}1 \times 10^{-2}$	25
$N_2O/C_6H_5CH_3$	$6{,}8 \times 10^{-9}$	$1{,}4 \times 10^{8}$	$8{,}9 \times 10^{-3}$	113
$CS_2/C_6H_5CH_3$	$9{,}9 \times 10^{-9}$	$8{,}8 \times 10^{7}$	5×10^{-3}	200

NACHRICHTEN

Max Reich †

Am 20. Januar 1941 verstarb im 67. Lebensjahr in Göttingen der ordentliche Professor für Physik, Professor Dr. phil. **Max Reich**, Direktor des Institutes für angewandte Elektrizitätslehre an der Universität Göttingen.

In ihm hat die deutsche Wissenschaft einen vorzüglichen Hochschullehrer verloren, der durch vorbildliche Vorlesungen, Praktika und Seminare den Studenten der technischen Physik die sicheren Grundlagen für ihre spätere Tätigkeit im Leben vermittelte. Seine stille und vornehme Art war jedem Hervortreten seiner Person abhold. Dabei brachte er als grundgütiger Mensch jedes Opfer der akademischen und der Volksgemeinschaft durch Übernahme von Ehrenämtern an der Universität und durch Ausbau und Führung der Göttinger Luftschutzwarnzentrale. Sein Kollege Joos schrieb von ihm: Und wie manche Schwierigkeit und Spannung hat seine ruhige, abgeklärte Persönlichkeit während der Jahre seines Dekanates ausgeglichen!

Wir empfinden den Verlust um so härter, weil nur an wenigen Stellen Deutschlands die angewandte Physik und speziell auch die Akustik in solch umfassender Weise gepflegt und behandelt wurde wie in seinem Institut. Die von Max Reich in seinem Göttinger Institut geförderten Arbeitsgebiete werden aus seinem Lebenslauf verständlich. Da sein heißer Wunsch, als Offizier dem Vaterland zu dienen, sich nicht verwirklichen ließ, ist bei den Arbeiten, die er selbst durchführte oder bearbeiten ließ, stets der leitende Gedanke gewesen: welche physikalische Erkenntnis benötige ich noch zur Lösung

von Aufgaben, wie sie der Wehrmacht nützlich sein könnten.

Max Reich, geboren am 16. 5. 1874 in Görlitz, studierte von 1893 ab in Freiburg, Heidelberg und Berlin Jura, Mathematik und Physik. Er promovierte im Dezember 1899 bei Prof. E. Warburg in Berlin mit einer Dissertation über elektrische Leitung reiner Substanzen zum Dr. phil. Nach einjähriger Assistententätigkeit bei Warburg ging er als

Assistent von Hermann Theodor Simon zunächst an das physikalische Institut des Physikalischen Vereins in Frankfurt/Main und von dort nach Göttingen an die neu eingerichtete Abteilung für angewandte Elektrizität des Göttinger Physikalischen Institutes. 1905 habilitierte er sich in Jena für angewandte Physik, kehrte aber 1909 nach Göttingen zurück als Privatdozent und Leiter der dem Institut für angewandte Elektrizität angegliederten Radioelektrischen Versuchsanstalt für Marine und Heer.

Die ersten Veröffentlichungen von M. Reich, z. T. gemeinsam mit H. Th. Simon, beschäftigen sich mit Erscheinungen des Lichtbogens und mit der Darstellung von Wechselstromvorgängen hochfrequenter Art. Dann folgen solche über die Wirkungsweise von Antennen elektrischer Wellen und deren Strahlung, ihre Dämpfung durch die Erde und quantitative Strahlungsmessungen.

Im Weltkrieg war M. Reich zunächst als Hauptmann der Landwehr bei seiner alten Truppe, der Feldartillerie, eingesetzt. Bei der Suche nach Verfahren zur Fernüberwachung von Wasserstraßen arbeitete der Unterzeichnete auf Reichs Anregung in Göttingen ein elektromagnetisches Verfahren aus, zu dessen praktischer Einführung Reich zu dem Versuchskommando der Kaiserlichen Inspektion des Torpedowesens in Kiel abkommandiert wurde. Hier fand er als wissenschaftlicher Leiter ein reiches Betätigungsfeld vor. Viele Teilaufgaben auf dem Gebiet des Leitkabels zur Kennzeichnung von Fahrrinnen und dem des Richtungshörens zur Feststellung von Geräuschquellen unter Wasser fanden unter seiner tätigen Mitarbeit ihre Lösung. Seit 1919 hat M. Reich als Ordinarius und Nachfolger von H. Th. Simon in der Leitung des Institutes für angewandte Elektrizität an der Universität Göttingen vielfach Teilprobleme aus diesem Aufgabenkreis bearbeiten lassen. In dieser Zeit sind etwa 80 Veröffentlichungen aus dem Institut hervorgegangen, in der überwiegenden Mehrzahl Dissertationen, in denen über Untersuchungen von elektrischen Wellen, von glühelektrischer Elektronenemission, der Thermoelektrizität, von Kabelproblemen insbesondere des Feldes um ein stromdurchflossenes Kabel, ferner über Leitfähigkeitsuntersuchungen, über magnetische Hysteresis im Drehfeld und ähnliche Fragen der angewandten Physik berichtet wird.

Im folgenden soll auf etwa ein viertelhundert Arbeiten elektroakustischen Inhaltes näher eingegangen werden.

Hier sind zunächst Probleme des Richtungshörens und ihrer Anwendungen zu nennen. Beim binauralen Hören vermittelt der Zeitunterschied im Eintreffen desselben Schallreizes an den beiden Ohren einen Richtungseindruck. Durch Kompensation des Zeitunterschiedes durch Einschalten von Strecken in Stoffen bekannter Schallgeschwindigkeit oder über elektrische Kettenleiter bekannter Laufzeit läßt sich der Mitteneindruck beim Richtungshören mit großer Genauigkeit zur Kurzzeitmessung und damit zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit anwenden. Gesine Veenekamp (Diss. 1922) benutzte Thermophone als Schallgeber und Kohlemikrophone in Gasen, einen Lochunterbrecher nach H. Th. Simon als Geber und einen Wasserschallempfänger nach H. Th. Simon mit 2 Membranen und Hebelübersetzung und Kohlemikrophonen als Empfänger in Flüssigkeiten in Einrichtungen zum Richtungshören, stellte die Fehlergrenze der Zeitmessung auf $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ sec fest und bestimmte so Schallgeschwindigkeiten in Gasen und Kochsalzlösungen verschiedener Konzentration.

Nach dem gleichen Verfahren prüfte Hermann Schmidt (Diss. 1923) diese Methode zur Schallgeschwindigkeitsmessung in festen Stoffen, wie Pa-

raffin, Blei, Messing und Lehm. Die Genauigkeit war hier durch Störungen infolge von Wellen, die an den Begrenzungen reflektiert wurden, geringer als die bei der Anwendung von Staubfiguren (auch Verh. d. Dt. phys. Ges., 1932, S. 24).

Bei einer Reihe von Stoffen, wie Quecksilber, Blei, Kadmium, Zinn und Eis-Wasser wurde die Schallgeschwindigkeit in der Nähe des Umwandlungspunktes vom festen in den flüssigen Zustand nach derselben Methode bestimmt (vgl. M. Reich u. O. Stierstadt Phys. Z. 32, S. 124—130 u. S. 346—348, 1931).

Bei Tönen und Klängen, also Klangbildern von periodischem Charakter, bereitet die Lokalisation der Schallquellen Schwierigkeiten, weil dann bei Frequenzen über 800 bzw. 1600 Hz gleichzeitig mehrere Lokalisationsebenen möglich sind.

Nach Herrmann Behrens (Diss. 1933) beruht das Richtungsempfinden auf der Kombination der Reize, die von Stellen größter Druckänderungsgeschwindigkeit der Schallbildkurven ausgehen. Es ist um so sicherer, je kürzer der Zeitunterschied zwischen den Schallreizen auf beiden Ohren ist, und um so schlechter, jemehr Kombinationen in einer Zeit von $6 \cdot 10^{-4}$ sec möglich sind. Bei mehreren Kombinationsmöglichkeiten wird in der Regel die Richtung empfunden, die durch Erfahrung, z. B. Einsetzen des Tones, erkannt ist oder die, die dem kleinsten Zeitunterschied entspricht (vgl. Z. techn. Phys. 14, S. 1—6, 1933).

Zu Schallgeschwindigkeitsbestimmungen wurde außer der Methode des Richtungshörens noch die der direkten Laufzeitaufzeichnung und des Interferometers eingesetzt. Wilhelm Beuermann (Diss. 1931) untersucht die Schallausbreitung bei Unterwasserexplosionen. Die Schallbildkurven, aufgenommen in Abständen von 450 bis 2000 m von einem Glühzünder in der Ostsee zeigten keine scharfen Zacken, sondern Schwingungen längerer Dauer mit Nachhallerscheinung von etwa 230 Hz Hauptfrequenz. Laboratoriumsmessungen zeigten, daß die bei der Explosion entstehende Gasblase von etwa 17 cm Radius mit dieser Frequenz schwingt. — Mit Meßlängen von 10—30 cm zur Laufzeitmessung begnügt sich Walter Jacob (Diss. 1939). Ein Magnetostriktionssender von 50 kHz-Eigenfrequenz wird durch einen Gleichstromstoß erregt, auf dem Schirm einer Braunschen Röhre setzt damit eine abklingende 3000 Hz-Spirale ein, deren Strahl beim Erregen eines 100 kHz-Seignette-Salz-Empfängers gesperrt wird. So gelingen ihm Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit am Schmelzpunkt von Zinn, Blei, Quecksilber und Eis mit hoher Genauigkeit, In die Schallgeschwindigkeit von Schallwellen in Flüssigkeiten und Stäben geht nur das Verhältnis des Elastizitätsmaßes zur Dichte ein, während in ausgedehnten festen Körpern, bei denen die Querdimensionen groß zur Wellenlänge sind, noch die Querkontraktion μ einzusetzen ist. Das μ liegt für die benutzten Metalle — für Quecksilber wurde es hier bestimmt — zwischen 0,32 und 0,35. Bei Wasser springt dagegen beim Übergang von der festen zur flüssigen Phase das Elastizitätsmaß, aber auch die spezifische Wärme wie 1 : 2. Aus einer Beziehung zwischen der spezifischen Wärme, der Anzahl der Freiheitsgrade im Molekül, deren Kopplung untereinander und der Elastizität ergibt sich für Eis $\mu = 0{,}26$. Aus Untersuchungen der Schallgeschwindigkeit in verdünnten wässerigen Lösungen von Gasen und Säuren nach der Methode des Pierce-Interferometers fand Margot Herbeck (Diss. 1936), daß die Differenz der Kompressibilität zwischen Wasser und wässerigen Lösungen proportional der Konzentration und die Kompressibilität aller Lösungen kleiner als Wasser gleicher Temperatur ist. —

Sehr eingehende Bestimmungen der Schallgeschwindigkeit in flüssigen und festen organischen Substanzen und deren Mischungen nahm Werner Schaaffs (Diss. 1936) nach der Debye-Sears-Methode vor. Für eine Anzahl von Mischungen von Stoffen, wie Benzol mit Kohlenstofftetrachlorid, Hexan, Chlorbenzol, sowie Nitrobenzol und Nitrobenzol mit Azeton oder Chlorbenzol, ergab sich eine gerade Kennlinie, bei Kohlenstofftetrachlorid mit Hexan oder Benzol eine solche in Kreisbogen; bei einigen Mischungen, wie Kohlenstofftetrachlorid mit Amylalkohol, Azeton mit Chloroform sind die Zusammenhänge zwischen Schallgeschwindigkeit und Mischungsverhältnis noch verwickelter. Bei linearer Kennlinie, aber auch beim Kreisbogen noch, lassen sich die Schallgeschwindigkeiten von festen organischen Stoffen gewinnen, indem bei Lösungen beschränkter Mengen dieser Stoffe auf 100% extrapoliert wird. In ähnlicher Weise werden auch die Schallausbreitungsverhältnisse in Schmelzen untersucht.

Ein anderes Arbeitsgebiet ist heute schon vollständig von der Technik übernommen worden, nämlich die klanggetreue Übertragung von Schall. Hierzu muß man zunächst Schallquellen genau bekannten Frequenzganges und bekannter Abstrahlungseigenschaften haben. Es ist als erstes die Untersuchung der Wirkungsweise des Thermophons von Ferdinand Trendelenburg (Diss. 1922) zu nennen. Die von Arnold, Crandall und Wente aufgestellte Theorie wurde experimentell bestätigt. Die Temperaturschwankungen, entsprechend der Periode der Wechselstromleistung in dem Leiter, dringen als örtlich gedämpfte Temperaturwellen in das umgebende Gas ein. Auf dieser thermodynamischen Grundlage werden Druckschwankungen erzeugt, die sich als akustische Wellen ausbreiten. Durch die Wärmekapazität macht sich eine Drosselwirkung bemerkbar, die die Oberschwingungen herabsetzt.

Arthur von Hippel (Ann. Phys., IV, 75, S. 521 bis 547, 1924 und IV, 76, S. 590—617, 1925) stellt eine eingehende Theorie des Thermomikrophons auf